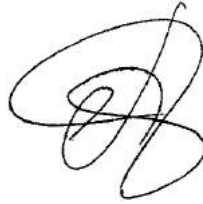


МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
імені В. Н. КАРАЗІНА



Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Рибін Олег Миколайович

Прим. №
УДК 537.87

ДИСЕРТАЦІЯ
ДВОКОМПОНЕНТНІ МЕТАМАТЕРІАЛИ І МІКРОСМУЖКОВІ АНТЕНИ
НА ЇХ ОСНОВІ
01.04.03 – радіофізика

Подається на здобуття наукового ступеню доктора фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

О. М. Рибін

Науковий консультант доктор фіз.-мат. наук, професор Шульга С. М.

Харків-2018

АНОТАЦІЯ

Рибін О.М. Двокомпонентні метаматеріали і мікросмужкові антени на їх основі. - Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.03 - «радіофізика». – Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, Харків, 2018.

Дана дисертація присвячена теоретичному й експериментальному дослідженню ефективних електродинамічних властивостей двокомпонентних метало-діелектричних метаматеріалів у надвисокочастотному (НВЧ) діапазоні, а також створенню концепції мініатюризації мікросмужкових прямокутних антен НВЧ-діапазону з підкладками на основі зазначених метаматеріалів із поліпшеними характеристиками ближнього і далекого полів.

Розглянуті в дисертації метаматеріали являють собою ізотропні діелектрики (матриці) з періодично вбудованими в них металевими включеннями циліндричної або сферичної форми. У дисертації були окремо розглянуті випадки немагнітних (мідних) металевих включень і феромагнітних (залізовмісних) металевих включень. У другому випадку розглядалися режими повного та часткового намагнічування феромагнітних включень під дією зовнішнього постійного магнітного поля з позицій розповсюдження електромагнітних хвиль як у напрямку зовнішнього магнітного поля, так й перпендикулярно до цього напрямку.

Дисертація складається з шести розділів.

Перший розділ присвячений огляду літератури за темою дисертації та обґрунтуванню вибору напрямку дослідження, його мети, а також завдань, які необхідно розв'язати для досягнення мети.

Другий розділ дисертації присвячений створенню теорії ефективного середовища для безмежного ізотропного діелектрика з періодично вбудованими в нього немагнітними металевими включеннями циліндричної і сферичної форми.

Уперше отримані мікрохвильові наближення для ефективних електромагнітних відгуків для таких композитних середовищ. Уперше показано, що в НВЧ-діапазоні ці композитні середовища мають приріст ефективної відносної діелектричної проникності і діамагнітну ефективну відносну магнітну проникність, а також володіють низькими як діелектричними, так і магнітними втратами.

Уперше дано фізичне пояснення явища приросту ефективної відносної діелектричної проникності та явища діамагнітної ефективної відносної магнітної проникності для розглянутих в даному розділі безмежних немагнітних мета матеріалів.

Третій розділ дисертації присвячений експериментальному підтвердженню теорії, створеної у другому розділі. З цією метою було виготовлено композитні матеріали у вигляді діелектричних матриць паралелепіпедної форми з періодично вбудованими в них металевими включеннями циліндричної форми.

Також даний розділ присвячений вимірюванням ефективних проникностей таких метаматеріалів. У розділі розроблений і практично апробований новий та недорогий метод вимірювання ефективних проникностей метаматеріалів. Уперше експериментально показано, що метаматеріали у вигляді діелектричних матриць правильної форми з періодично вбудованими в них металевими включеннями циліндричної форми мають такі властивості:

- приріст дійсної частини ефективної відносної діелектричної проникності і діамагнітний характер дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності;
- приріст дійсної частини ефективної відносної діелектричної і магнітної проникностей у випадку феромагнітних металевих включень;
- такі метаматеріали можуть бути використані для поліпшення характеристик далекого поля мікросмужкової антени при повному покритті її випромінювального елемента (патча) цими матеріалами;

– S-параметри даних метаматеріалів містять аномальні піки, що є обумовлені розмірним резонансом.

Четвертий розділ дисертації присвячено аналітичному дослідженню в НВЧ-діапазоні ефективних електродинамічних параметрів шаруватих метал-діелектричних композитів та розробці чисельно-аналітичного алгоритму пошарової декомпозиції плоских композитних/метаматеріальних середовищ.

Показано, що плоскі метало-діелектричні композитні середовища характеризуються приростом дійсної частини ефективної відносної діелектричної проникності і діамagnetною дійсною частиною ефективної відносної магнітної проникності, причому дані ефекти виявляються сильнішими, якщо в композиті можна виділити елементарну комірку, тобто якщо композит є метаматеріалом.

П'ятий розділ присвячено створенню теорії ефективного середовища для безмежного ізотропного діелектрика з періодично вбудованими в нього феромагнітними металевими включеннями циліндричної і сферичної форм, намагнічений повністю або частково під дією зовнішнього постійного магнітного поля. Уперше отримані тензори ефективної магнітної проникності для таких магнітних метаматеріалів. Уперше показано, що метаматеріали в НВЧ-діапазоні мають такі властивості:

- при повній магнетизації включень розповсюдження електромагнітної (ЕМ) хвилі в напрямку зовнішнього намагнічування або в напрямку, що є перпендикулярним до зовнішнього намагнічування, характеризується тим, що тангенс кута магнітних втрат поза резонансів коливається в межах $10^{-3} \div 10^1$ для циліндричних включень і є на два порядки вищим для сферичних включень;
- при частковому намагнічуванні включень елементи тензора ефективної магнітної проникності мають малі магнітні втрати, причому в разі циліндричних включень такі втрати на два порядки вище, ніж в разі сферичних втрат;

– при частковому намагнічуванні включень розповсюдження ЕМ-хвилі в напрямку зовнішнього намагнічування або в напрямку, що є перпендикулярним до зовнішнього намагнічування, характеризується тим, що тангенс кута магнітних втрат поза резонансів коливається в межах $10^{-8} \div 10^1$;

– як при частковому, так і при повному намагнічуванні включень, в залежності від напрямку розповсюдження ЕМ-хвилі, у розглянутих метаматеріальних середовищах виявляються ефекти, що супроводжуються:

а) приростом дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності; б) ультранизькими значеннями дійсної частини ефективного коефіцієнта заломлення; в) негативними значеннями дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності.

Теоретичні результати якісно підтверджуються експериментальними результатами, які було отримано для феромагнітних включень і відображено в третьому розділі.

У даному розділі також уперше отримано умова відсутності втрат у слабкому полі для композитних магнітних середовищ у вигляді безмежного ізотропного діелектрика з періодично вбудованими у нього частково намагнічених металевих феромагнітних включень циліндричної і сферичної форми.

Уперше показано, що при різних значеннях зовнішнього постійного магнітного поля дані магнітні метаматеріали можуть замикати проходження монохроматичних компонентів НВЧ-хвилі, забезпечувати її повне проходження в заданому діапазоні частот або інвертувати її фазу.

Отримані вище результати дозволяють використовувати досліджувані магнітні метаматеріали для синтезу штучних феритів НВЧ-діапазону, які можуть бути використані для:

- створення метаферитних ізоляторів, метаферитних фазообертачів і метаферитних циркуляторів НВЧ-діапазону;
- створення керованих метаповерхонь НВЧ діапазону;
- створення альтернативних до вже існуючих НВЧ-фільтрів, конверторів і

ретрансляторів/транспондерів ЕМ-хвиль;

– створення компактних бездротових систем передачі електромагнітної енергії в НВЧ-діапазоні з високими значеннями коефіцієнта корисної дії.

Шостий розділ дисертації присвячено розробці принципів мініатюризації мікросмужкових прямокутних антен НВЧ-діапазону з подальшим поліпшенням характеристик ближнього та далекого полів таких антен.

Уперше показано, що можна домогтися суттєвої мініатюризації профілю прямокутної мікросмужкової антени і поліпшення її коефіцієнта посилення за потужністю і коефіцієнта корисної дії при використанні в якості підкладки метаматеріалів/композитів з приростом ефективної відносної діелектричної проникності і/або ефективної відносної магнітної проникності. Причому, поліпшення даних параметрів антен також відбувається при збільшенні кількості метаматеріальних шарів у випадку композитних підкладок, при збереженні об'ємного профілю антени.

У даному розділі вперше отримані основні співвідношення між резонансною частотою хвилі і бажаною товщиною метаматеріальної підкладки антени або резонансною довжиною хвилі і бажаним значенням ефективної відносної діелектричної проникності метаматеріальної підкладкою в припущенні мінімально можливого об'ємного профілю антени з немагнітною підкладкою з приростом ефективної відносної діелектричної проникності.

Також у даному розділі вперше показано, що при заміні діелектричної підкладки на метаматеріальну з приростом ефективної відносної діелектричної проникності або ефективної відносної магнітної проникності інтенсивність полів у ближній зоні істотно зменшується, що відкриває широкі перспективи для використання таких метаматеріальних антен у мобільному зв'язку, а також при виробництві гаджетів. При цьому, найбільш корисним виявляється використання багат шарових немагнітних композитних підкладок, що містять один магнітний метаматеріальний шар.

Ключові слова: електромагнітні хвилі; надвисокі частоти; метаматеріали і композити; теорія ефективного середовища; S-параметри; ферити; мікросмужкові антени.

ABSTRACT

Rybin O. Two-Component Metamaterials and Patch Antennas on Them. - Qualification scientific work as a manuscript.

Dissertation for the scientific degree of Doctor of Physical and Mathematical Sciences on specialty 01.04.03 - «Radiophysics» (010 – Natural Sciences). – V.N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, 2018.

The dissertation is dedicated to the theoretical and experimental investigation of the effective properties of two-component metal-dielectric metamaterials as well as the principles of miniaturization of microwave patch antennas on the metamaterials and improving the far near and field parameters of such antennas.

The above mentioned metamaterials are homogeneous and isotropic dielectrics (matrices) with periodically imbedded metal inclusions of cylindrical and spherical shape. The case of non-magnetic metal (copper) inclusions and the case of ferromagnetic metal inclusions are considered in the dissertation. The mode of fully saturated inclusions and the mode of partially saturated inclusions by bias dc magnetic field are considered in the second case in the terms of wave propagation in the direction of external magnetic field and in the direction transverse to the direction of external magnetic field.

The dissertation consists of six chapters.

First chapter is dedicated to the reference review regarding the topic of the dissertation as well as the substantiation of choice of the topic.

Second chapter is dedicated to the creation of effective medium theory for unbounded isotropic dielectric with periodic embedded non-magnetic metal inclusions of cylindrical and spherical shape.

Microwave approximations for tensors of the both effective relative permittivity and effective relative permeability are obtained for the first time for the mentioned composite media. It is shown for the first time that the considered metamaterial media possess the enhancement of effective relative permittivity and diamagnetic effective relative permeability in the microwave frequency range as well as they have low dielectric and magnetic losses in the microwave frequency range.

Physical interpretation of the phenomenon of enhancement of the effective relative permittivity of non-magnetic metamaterials considered as well as their diamagnetic relative permeability in this chapter is made for the first time.

Third chapter is dedicated to the experimental confirmation of the theory created in the second chapter. In order to do that the metamaterial samples were fabricated. The metamaterials as dielectric matrices of parallelepiped form with periodical imbedded metal inclusions of cylindrical shape.

The measurements of the effective relative permittivity and permeability of metamaterials were performed in this chapter as well as the description of a cheap measurement method. It is shown for the first time that metamaterials presented as dielectric matrices with periodically imbedded metal inclusions of cylindrical form, possess the properties:

- enhancement of real part of the effective relative permittivity as well as diamagnetic effective relative permeability;
- S-parameters have anomalous peaks caused by dimensional resonances;
- enhancement of real part of the effective relative permeability for the case of ferric inclusions;
- they can be used for improving the far field parameters of patch antennas if the antenna patch is covered by the metamaterials.

Fourth chapter is dedicated to the creating of hybrid method of layer-wise decomposition of slab metamaterial media in the direction perpendicular to the lateral sides of metamaterial media.

It is shown that fault metal-dielectric composites can have the enhancement of effective relative permittivity and diamagnetic effective relative permeability in the microwave frequency range. Moreover, the last phenomena are strongest if the composites are metamaterials.

Fifth chapter is dedicated to the creation of effective medium theory for unbounded isotropic dielectric with periodic embedded ferric inclusions of cylindrical and spherical shape. It is assumed that the inclusions are fully or partially magnetized by an external bias dc magnetic field. Microwave approximation for tensor of the effective relative permeability is obtained for the first time for the mentioned composite media. It is shown for the first time that the considered metamaterials possess in the microwave frequency range the next properties:

- if the inclusions are fully magnetized, then the wave propagation in the direction of bias magnetic field or transverse to it the magnetic loss is of order $\sim 10^{-3} \div 10^1$ for cylindrical inclusions and it is of order $\sim 10^{-1} \div 10^2$ for spherical inclusions (out of the resonances) in the microwave frequency range;
- if the inclusions are partially magnetized, the tensor of effective relative permeability has a low loss diagonal element while its order is always for 10^2 larger for cylindrical inclusions in the microwave frequency range
- if the inclusions are partially magnetized, then the wave propagation in the direction of bias magnetic field or transverse to it the magnetic loss is of order $\sim 10^{-8} \div 10^1$ (out of the resonances) regardless the shape of inclusions in the microwave frequency range;
- independently on the magnetization level, the magnetic metamaterials reveal three different phenomena subject to the direction of wave propagation: a) enhancement of the effective relative permeability; b) ultra-low refractive index; c) negative values of the effective relative permeability.

Theoretical results are qualitatively confirmed by experimental results of made in the third chapter for ferromagnetic inclusions.

It is also obtained in this chapter for the first time the conditions of absence of low-field losses are obtained for an unbounded isotropic dielectric with periodic embedded ferric partially magnetized inclusions of cylindrical and spherical shape.

It is obtained for the first time that the considered magnetic metamaterials can block the microwave monochromatic wave propagation or can fully transmit the microwave monochromatic wave or can transmit the microwave monochromatic wave with inverting its phase subject to the value of dc bias magnetic field. The obtained results enable us to use the considered magnetic metamaterials for the synthesis of novel artificial microwave ferrites to be able to use for creating:

- metaferrite isolators, metaferrite phase shifters, metaferrite circulators;
- alternative microwave filters, alternative microwave convertors, alternative microwave transponders;
- tuneable microwave metasurface;
- compact microwave wireless power transfer systems with high efficiency.

Sixth chapter is dedicated to the creation of principles of the miniaturization of microwave patch antennas with improved near/far field parameters.

It is shown for the first time that a considerable miniaturization of profile of a microwave patch antenna with an improvement of power gain and efficiency by using metamaterial/layered composite substrates with enhancement in the effective relative permittivity and/or permeability. Moreover, the larger number of layers the better improvement of power gain and efficiency if the volume profile is kept unchanged.

The basic relation between the resonant frequency and desired thickness of metamaterial/composite substrate or between the resonant wavelength and desired effective relative permittivity of metamaterial/composite substrate is obtained in this chapter for the first time in assuming that maximum miniaturization of the volume profile is achieved for a microwave patch antenna with non-magnetic substrate with enhanced effective relative permittivity.

It is also shown in this chapter for the first time that interchanging dielectric substrate with metamaterial one having enhanced effective relative permittivity or permeability, causes a considerable increasing in the intensity of near fields of the antennas. Last result enables us to use the metamaterial patch antennas in mobile communication and for designing gadgets. Moreover the case of multilayer non-magnetic composite substrates containing one magnetic metamaterial layer is a most useful one.

Key words: electromagnetic waves; microwave; metamaterials & composites; S-parameters; ferrites; Microwave Effective Theory; patch antennas.

Список публікацій здобувача:

- [1]. Zouganelis G. Two Layer Magnetodielectric Metamaterial with Enhanced Dielectric Constant as a New Ferrite Like Material / Georgios Zouganelis, Oleg Rybin // Japanese Journal of Applied Physics. – 2006. – Vol. 45, No. 44. – L. 1175-1178.
- [2]. Rybin O. An Improved Broadband Method for the Evaluation of Effective Parameters of Slab Metamaterials / O. Rybin, T. Abbas, M. Raza, T. Nawaz // AEUE: International Journal of Electronics and Communications. – 2008. – Vol.62, No.10. – P. 762-767.
- [3]. Rybin O. Evaluation of Layer Properties of Effective Parameters of Metallic Rod Metamaterials in GHz Frequencies / O. Rybin, M. Raza, T. Nawaz, and T. Abbas // AEUE: International Journal of Electronics and Communications. – 2009. – Vol. 63, No. 8. – P. 648-652.
- [4]. Rybin O. Enhancement of Dielectric Constant in Metal-Dielectric Metamaterials / O. Rybin // The African Review of Physics. – 2009. – Vol. 3, No. 1. – P. 49-55.
- [5]. Rybin O. Microwave Effective Medium Approximation for Two-Component Metamaterial with Saturated Cylindrical Ferrite Like Metal Inclusions / O. Rybin and T. Nawaz // Telecommunications and Radio Engineering. – 2009. – Vol. 68, No. 7. – P. 567-575.

- [6]. Rybin O. Enhancement of the Dielectric Constant in Magneto-Dielectric Metamaterial Substrates / O. Rybin, G. Zouganelis // Telecommunications and Radio Engineering. – 2009. – Vol. 68, No. 9. – P. 835-840.
- [7]. Rybin O. Effective Electric and Magnetic Properties of the Infinite Chain of Circular Metallic Cylinders / O. Rybin, M. Raza // The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 2009. – Vol.31, No.2. – P. 61-66.
- [8]. Rybin O. Effective Electromagnetic Response of the Infinite Chain of Metallic Cylinders Immersed in Isotropic Dielectric Matrix / O. Rybin, M. Raza, S. Vyalkina // Telecommunications and Radio Engineering. – 2010. – Vol. 69, No. 6. – P. 473-480.
- [9]. Rybin O. Microwave Homogenization for Two-Component Metamaterial with Spherical Metal Ferrite Like Inclusions / O. Rybin, A. Pitafi, T. Nawaz // Telecommunications and Radio Engineering. – 2010. – Vol. 69, No. 7. – P. 565-573.
- [10]. Rybin O. Long Wave Layer-Specific Representation of the Optical Properties of Slab Metamaterials / O. Rybin, M. Raza // The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 2010. – Vol.32, No. 4. – P. 207-218, 2010.
- [11]. Rybin O. N. Microwave Effective Electromagnetic Response of Sandwich Like Magnetic Composite / O. N. Rybin, A. I. Pitafi, S. P. Vyalkina // Радиофизика и электроника. – 2011. – Том. 16, № 1. – С. 19-23.
- [12]. Rybin O. Microwave Effective Medium Theory for Two-Component Magnetic Metamaterials / O. Rybin // The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 2011. – Vol. 35, No. 2. – P. 93-101.
- [13]. Rybin O. Nonresonance Effective Electromagnetic Response of Sandwich Metmaterial with Ferrite Inclusions / O. Rybin, K. Yemelyanov, and T. Nawaz // Multidiscipline Modeling in Materials and Structures. – 2011. – Vol. 7, No. 2. – P. 170-183.
- [14]. Rybin O. N. Microwave Evaluation of Effective Electromagnetic Properties of Metal-Dielectric Metamaterial With Spherical Inclusions / O. N. Rybin, A. I. Pitafi // Telecommunications and Radio Engineering. – 2011. – Vol. 70, No. 18. – P. 1607-1615.

- [15]. Rybin O. Negative Permeability Frequency Conditioning for Two-Component Metamaterial Media with Ferrite Like Inclusions / O. Rybin // The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 2012. – Vol. 38, No. 1. – P. 9-15.
- [16]. Rybin O. Effective Microwave Magnetic Response of Two-Component Metaferrite / O. Rybin // The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 2012. – Vol. 40, No. 3. – P. 185-193.
- [17]. Rybin O. An Advanced Optimization Technique for Layer-specific Characterization of Slab Metamaterials / O. Rybin // International Journal of Modern Physics C. – 2013. – Vol. 24, No. 4. – P. 1350019-1-13.
- [18]. Rybin O. Effective Permeability Tensor of Partially Magnetized Two-Component Metaferrites / O. Rybin // Modern Physics Letters B. – 2014. – Vol. 28, No. 25. – P. 1450199-1-6.
- [19]. Rybin O. Unusual Microwave Effective Properties of Two-Component Metaferrites / O. Rybin // The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 2014. – Vol. 46, No. 3. – P. 519-526.
- [20]. Rybin O. Microwave Miniaturization Concept for Narrow Band Rectangular Patch Antenna Structures / O. Rybin // The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 2015. – Vol. 48, No. 1. – P. 69-75.
- [21]. Rybin O. Feedback Magnetization of Ultra-Low Index Irradiative Structure / O. Rybin, S. Shulga // Modern Physics Letters B. – 2015. – Vol. 29, No. 29. – P. 1550179-1-6.
- [22]. Rybin O. Profile Miniaturization and Performance Improvement of a Rectangular Patch Antenna by Using Magnetic Metamaterial Substrates // O. Rybin, S. Shulga // International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering. – 2016. – Vol. 26, Issue 3. – P. 254-261.
- [23]. Рыбин О. Н. Автоматизированное СВЧ проектирование миниатюризированных прямоугольных микрополосковых антенн с метаматериальными подложками / О. Н. Рыбин, С. Н. Шульга // Радиофизика и радиоастрономия. – 2016. – Том 21, № 2. – С. 141-147.

- [24]. Rybin O. Utilization of Double Metal-Dielectric Composite Substrates for Microwave Miniaturization of Rectangular Patch Antennas / O. Rybin, S. Shulga // Journal of Computational Electronics. – 2016. – Vol. 15, No. 3. – P. 1023-1027.
- [25]. Рыбин О. Н. Эффективные магнитные СВЧ отклики частично намагниченного двухкомпонентного метаферрита со сферическими включениями / О. Н. Рыбин, С. Н. Шульга, О. В. Багацкая // Вестник Харьковского национального университета им. В. Н. Каразина. Серия “Радиофизика и электроника”. – 2016. – Выпуск 25, с. 26-33.
- [26]. Rybin O. An Advanced Microwave Effective Medium Theory for Two-Component Non-Magnetic Metamaterials: Fundamentals and Antenna Substrate Application / O. Rybin, S. Shulga // Journal of Computational Electronics. – 2017. – Vol. 16, No. 2. – P. 369-381.
- [27]. Rybin O. Magnetically Tuned Two-Component Microwave Metamaterial / O. Rybin, S. Shulga // PIER M. – 2017. – Vol. 56. – P. 63-70.
- [28]. Zouganelis G. Study of Ultra Low Index ($0 < \varepsilon < 1$) Metamaterial Using a Patch Antenna / G. Zouganelis, F. Soma, O. Rybin, H. Ohsato // Proceedings of The 1st Asia-Oceania Ceramic Federation Conference (AOCF'2005) Convened in Conjunction with The 18th Fall Meeting of The Ceramic Society of Japan, 27-27 September 2005, Osaka (Japan). – Vol. 18. – P. 1PD41.148.
- [29]. Zouganelis G. Study of Enhancement of Internal Magnetic Constants of Metamaterials Made From Layers of Magnetic Wires / G. Zouganelis, O. Rybin, H. Ogawa, H. Ohsato // Proceedings of The 1st Asia-Oceania Ceramic Federation Conference (AOCF'05) Convened in Conjunction with The 18th Fall Meeting of The Ceramic Society of Japan, 27-27 September 2005, Osaka (Japan). – Vol. 18. – P. 1PD42.148.
- [30]. Rybin. O. An Improved Broadband Method to Evaluate Effective Parameters of Slab Metamaterials in the Microwave Frequency Range // O. Rybin, M. Raza, T. Nawaz, and T. Abbas // Proceedings of 10th International Symposium on Advanced Materials (ISAM'2007), 3-7 September 2007, Islamabad (Pakistan). – P. 57-62.

- [31]. Rybin O. Unusual Properties of Two-Component Metamaterial Medium with Metal Ferrite Like Inclusions in the Microwave Frequency Range / Rybin, T. Nawaz, A. Pitafi // Proceedings of 7th International Kharkov Symposium On Physics and Engineering of Microwave, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'2010), 21-26 June 2010, Kharkov (Ukraine). – P. 1-3. Doi: 10.1109/MSMW.2010.5546198
- [32]. Rybin O. Long Wave Layer-Specific Representation of Metamaterial Slabs in Microwave Frequency Range / O. Rybin, M. Raza // Proceedings of 13th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET'2010), 6-8 September 2012, Kiev (Ukraine). – P. 1-4. Doi: 10.1109/MMET.2010.5611364
- [33]. Rybin O. Alternative Long Wave Layer-Specific Characterization of Slab Metamaterials / O. Rybin // Proceedings of 14th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET'2012), 28-30 August 2012, Kharkov (Ukraine). – P. 378-381. Doi: 10.1109/MMET.2012.6331198
- [34]. Rybin O. Microwave Effective Permeability Tensor of Partially Magnetized Two-Component Lossless Ferrite-Like Metamaterials / O. Rybin, L. Girinova // Proceedings of 8th International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwave, Millimeter and Submillimeter Waves, 23-28 June 2013, Kharkov (Ukraine). – P. 127-129. Doi: 10.1109/MSMW.2013.6622188
- [35]. Rybin O. Substrate Application of Electrically Enhanced Microwave Metamaterials / O. Rybin, S. Wang/ Proceedings of 15th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET'2014), 26-28 August 2014, Dnepropetrovsk (Ukraine). – P. 202-204. Doi: 10.1109/MMET.2014.6928697
- [36]. Rybin O. Substrate Application of Magnetic Metamaterial / O. Rybin, S. Shulga // Proceeding of 10th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT'2015), 21-24 April 2015, Kharkov (Ukraine). – P. 345-347. Doi: 10.1109/ICATT.2015.7136879
- [37]. Rybin O. Theorem of Two-Layer Magnetic Composite for Antenna Substrate

Application / O. Rybin, S. Shulga // Proceedings of 9th International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwave, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'2016), 21-24 June 2016, Kharkov (Ukraine). – P. 1-3. Doi: 10.1109/MSMW.2016.7538125

[38]. Rybin O. RLC-Circuit Effective Medium Approach for Two-Component Non-Magnetic Metamaterials / O. Rybin, S. Shulga // Proceedings of IEEE 1st Ukrainian Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON'2017), May 29-June 2, 2017, Kyiv (Ukraine). – P. 127-131. Doi: 10.1109/UKRCON.2017.8100422

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ	21
ВСТУП	22
РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ ТА ВИБІР НАПРЯМКУ ДОСЛІДЖЕННЯ	36
РОЗДІЛ 2. НВЧ-ТЕОРІЯ ЕФЕКТИВНОГО СЕРЕДОВИЩА ДЛЯ НЕМАГНІТНИХ ДВОКОМПОНЕНТНИХ МЕТАЛОДІЕЛЕКТРИЧНИХ МЕТАМАТЕРІАЛІВ.....	52
2.1. Ефективні властивості метаматеріального середовища з немагнітними циліндричними включеннями.....	53
2.1.1. Ефективні проникності метаматеріалів з циліндричними включеннями.....	53
2.1.2. Ефективні оптичні властивості метаматеріалів з циліндричними включеннями.....	60
2.2. Ефективні властивості метаматеріального середовища з немагнітними сферичними включеннями	71
2.2.1. Ефективні проникності метаматеріалів зі сферичними включеннями.....	71
2.2.2. Ефективні оптичні властивості метаматеріалів зі сферичними включеннями.....	74
2.3. Ефективні RLC-ланцюги двоконденентних немагнітних метаматеріалів	83
2.4. Висновки до другого розділу	87
РОЗДІЛ 3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ВИЗНАЧЕННЯ ЕФЕКТИВНИХ ПРОНИКНОСТЕЙ ДВОКОМПОНЕНТНИХ МЕТАЛОДІЕЛЕКТРИЧНИХ МЕТАМАТЕРІАЛІВ І СТРУКТУР НА ЇХ ОСНОВІ	89
3.1. Експериментальна методика вимірювання ефективних проникностей метаматеріалів	90
3.2. Виготовлення зразків метаматеріалів.....	94
3.3. Результати вимірювань ефективних проникностей зразків.....	96

3.3.1. Випадок одношарового метаматеріального зразка.....	96
3.3.2. Випадок двошарових метаматеріальних зразків	102
3.4. Випромінювальна метаматеріальна система з малим коефіцієнтом заломлення	116
3.5. Висновки до третього розділу.....	126
РОЗДІЛ 4. ЕФЕКТИВНІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ	
ШАРУВАТИХ КОМПОЗИТНИХ МАТЕРІАЛІВ.....	128
4.1. Ефективні властивості нескінченного діелектричного шару з періодично вбудованими круговими металевими циліндрами.....	128
4.1.1. Ефективний електромагнітний відгук нескінченного ланцюжка кругових металевих циліндрів.....	128
4.1.2. T- і S-параметри.....	135
4.1.3. Ефективний електромагнітний відгук нескінченного ланцюжка кругових металевих циліндрів, впроваджених у плоску матрицю	141
4.2. Чисельно-аналітичний алгоритм пошарової оцінки ефективного відгуку плоских метаматеріальних структур.....	152
4.3. Висновки до четвертого розділу	168
РОЗДІЛ 5. НВЧ-ТЕОРІЯ ЕФЕКТИВНОГО СЕРЕДОВИЩА ДЛЯ	
ДВОКОМПОНЕНТНИХ МАГНІТНИХ МЕТАМАТЕРІАЛІВ.....	169
5.1. Тензор ефективної магнітної проникності повністю намагніченого метафериту.....	169
5.1.1. Випадок включень без магнітних втрат.....	169
5.1.2. Випадок включень із магнітними втратами	177
5.2. Ефективний відгук двокомпонентних магнітних метаматеріалів в заданих напрямках	179
5.2.1. Розповсюдження хвиль у напрямку зовнішнього магнітного поля	179
5.2.2. Розповсюдження хвиль у напрямку, перпендикулярному до напрямку зовнішнього магнітного поля	185
5.3. Класифікація двокомпонентних магнітних метаматеріалів.....	188

5.3.1. Ефективні діелектричні властивості	189
5.3.2. Ефективні магнітні властивості	190
5.3.3. Ефективні оптичні властивості	194
5.4. Ефективний магнітний відгук частково намагніченого двокомпонентного магнітного метаматеріалу	194
5.4.1. Тензор ефективної магнітної проникності частково намагніченого магнітного метаматеріалу	194
5.4.2. Умови відсутності втрат у слабкому полі	199
5.4.3. Розповсюдження хвилі у напрямку зовнішнього магнітного поля	202
5.4.4. Розповсюдження хвилі у напрямку, перпендикулярному до напрямку зовнішнього магнітного поля	210
5.5. Висновки до п'ятого розділу	221
РОЗДІЛ 6. НВЧ-МІНІАТЮРИЗАЦІЯ ПРЯМОКУТНИХ МІКРОСМУЖКОВИХ АНТЕН ІЗ КОМПОЗИТНИМИ ПІДКЛАДКАМИ..	
6.1. Використання метаматеріальних підкладок із приростом ефективної діелектричної проникності для мініатюризації вузькосмугових антенних систем на основі прямокутної мікросмужкової антени	223
6.1.1. Концепція мініатюризації прямокутних мікросмужкових антен на основі використання метаматеріальних підкладок із приростом ефективної діелектричної проникності	223
6.1.2. Моделювання випромінювання мікросмужкової антени на основі немагнітної метаматеріальної підкладки з циліндричними включеннями	232
6.1.3. Моделювання випромінювання прямокутної мікросмужкової антени на основі немагнітної метаматеріальної підкладки із сферичними включеннями	241
6.1.4. Вузькосмугові додатки антен на основі метаматеріальних підкладок із приростом ефективної діелектричної проникності	248
6.2. Використання метаматеріальних підкладок із приростом ефективної	

магнітної проникності для мініатюризації широкосмугових прямокутних мікросмужкових антен	251
6.2.1. Концепція мініатюризації прямокутних мікросмужкових антен на основі використання метаматеріальних підкладок із приростом ефективної магнітної проникності	251
6.2.2. Моделювання випромінювання мікросмужкової антени на основі магнітної метаматеріальної підкладки з циліндричними включеннями	257
6.3. Використання двошарових метаматеріальних підкладок для створення мініатюризованих широкосмугових прямокутних мікросмужкових антен	272
6.3.1. Використання двошарових композитних підкладок у задачі мініатюризації прямокутних мікросмужкових антен	272
6.3.2. Моделювання випромінювання мікросмужкової антени на основі двошарової композитної підкладки з циліндричними включеннями ..	275
6.4. Теорема про магнітну двошарову підкладку	292
6.5. Розміри метаматеріальних/композитних підкладок	298
6.6. Висновки до шостого розділу	298
ВИСНОВКИ	300
ЛІТЕРАТУРА	305
ДОДАТОК А	331
ДОДАТОК Б	336

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

НВЧ	надвисокі частоти;
ЕМ	електромагнітні
ЕРС	електрорушійна сила;
ДС	діаграма спрямованості
ХПКП	хвиля з правою круговою поляризацією;
ХЛКП	хвиля з лівою круговою поляризацією;
FDTD	Finite Difference Time Domain;
WPT	Wireless Power Transfer;
ККД	коефіцієнт корисної дії.

ВСТУП

Актуальність

Застосування метаматеріалів у прикладній електродинаміці є досить новим і актуальним напрямком, що формально виник на межі XX і XXI століть, хоча передумови для початку освоєння даного напрямку належать до семидесятих років минулого століття. Незважаючи на достатню "молодість" цього напрямку, його популярність трохи поступається популярності таких напрямків, як наноматеріали і фотоніка. Це зумовлено чисельними можливостями застосування метаматеріалів. Остання обставина, робить метаматеріали міждисциплінарним науковим напрямком.

Величезні можливості застосування метаматеріалів можна без перебільшення назвати очевидними, і обумовлені вони особливостями структури метаматеріалів. Дійсно, оскільки багато електротехнічних матеріалів є композиційними матеріалами (тобто створеними штучно на основі двох і більше природних компонентів), але метаматеріали можуть розглядатися як нове покоління композиційних матеріалів. У той же час відмінною рисою метаматеріалів є те, що вони мають електродинамічні параметри, які неможливо зустріти у природніх умовах, тобто метаматеріали мають характеристики, які не притаманні їх природним інгредієнтам і вже існуючим електротехнічним матеріалам. Так, наприклад, відносні діелектричні і магнітні проникності метаматеріалів (а точніше, їх дійсні частини) можуть мати великі значення [1-3], у цьому випадку говорять, що має місце ефект приросту проникностей (enhancement of effective permittivity and / or permeability). Відносні діелектрична і магнітна проникності метаматеріалів також можуть мати малі значення [4-6], у цьому випадку говорять, що мають справу з матеріалами, що забезпечують ультранизькими значеннями коефіцієнта заломлення (ultra-low refractive index). Також відносні діелектрична і магнітна проникності метаматеріалів можуть мати одночасно негативні значення [7-9], у цьому випадку говорять, що мають

справу з подвійними негативними метаматеріалами (double-negative metamaterials). Важливе практичне значення також мають метаматеріали, в яких негативні значення приймають або відносна діелектрична проникність, або відносна магнітна проникність.

Проте треба зазначити, що вищенаведена класифікація метаматеріалів характерною лише для певного діапазону довжин хвиль (або діапазону частот).

Вищезазначені роботи [1-9], як і багато інших робіт, що присвячені метаматеріалам, відносяться саме до надвисокочастотного (НВЧ) діапазону. Даний факт не є випадковим і багато в чому обумовлений тим, що бажані властивості традиційних матеріалів, особливо феритів, серйозним чином деградували в останні десятиліття для частот близьких 1 ГГц [10]. Це вимагає створення принципово нових штучних матеріалів із властивостями, не притаманними природним і вже існуючим композитним матеріалам. Таким чином метаматеріали повинні частково або повністю заповнити наявний дефіцит властивостей електротехнічних матеріалів НВЧ діапазону, що намітився на даному етапі розвитку матеріальних технологій.

Якщо в перші роки виникнення метаматеріального напрямку в прикладній електродинаміки найбільш важливим було здійснення "будь-якою" практичної реалізації штучних матеріалів, то в останні роки не прийнято створювати метаматеріали без подальшого застосування на їх основі конкретних приладів з поліпшеними характеристиками. Як і виробництво будь-якого обладнання, виробництво приладів на основі метаматеріалів вимагає недорогої і нескладної технології застосування самих метаматеріалів із завданими характеристиками. Іншими словами, технологія створення метаматеріалів не повинна бути занадто трудомісткою і дорогою, інакше створювані на їх основі прилади будуть нерентабельними і неконкурентоспроможними. Тому при розробці та створенні метаматеріалів першу чергу постає питання про практичну їх реалізацію: про відносну простоту технології виготовлення і реальні витрати на створення таких

технологій. При цьому також важливим моментом є зведення до мінімуму кількості природних матеріалів, що використовуються при створенні метаматеріалу як композиту, що безпосередньо визначає фактичну собівартість будь-якого приладу, створеного на його основі.

Наступним важливим фактором при дослідженні і створенні метаматеріалів і приладів на їх основі є вибір методів дослідження опису ефективних параметрів метаматеріалів, або, як прийнято зараз говорити, вибір методу характеристики метаматеріалів, що безпосередньо пов'язано із завданням характеристик майбутніх приладів і електротехнічних матеріалів, що створюються на основі цих метаматеріалів.

Характеризація метаматеріалів може бути експериментальною і теоретичною. При експериментальній характеризації на увазі мається вимірювання спектрів комплексної діелектричної та магнітної проникностей дослідженого метаматеріалу. А теоретична характеристика має на увазі використання математичних моделей, які адекватно описують ефективні проникності метаматеріалів у заданому діапазоні довжин хвиль (діапазоні частот).

Якщо методи експериментальної характеристики метаматеріалів в НВЧ діапазоні вже достатньо глибоко розвинені, наприклад [11-16], то математичні моделі для ефективних діелектричних і магнітних проникностей метаматеріалів НВЧ діапазону ще слабо розвинені навіть для найпростіших метаматеріальних середовищ, - ізотропних діелектриків з періодично вбудованими в них немагнітними металевими включеннями сферичної та циліндричної форм. Причому існуючі математичні моделі розроблені виключно для випадку малих включень.

Незважаючи на різноманіття існуючих методів вимірювань комплексних проникностей метаматеріалів, дані методи експериментальної характеристики метаматеріалів в НВЧ-діапазоні мають істотний недолік, а саме: вони вимагають залучення чималих матеріальних засобів і людських ресурсів для проведення вимірювань величин, які безпосередньо

використовуються для визначення комплексних проникностей метаматеріалів.

Вищенаведені фактори стали визначальними для автора даної дисертаційної роботи при проведенні досліджень, результати яких лягли в основу роботи. Більш того, передумовою для створення теоретичної частини даної роботи стали експериментальні дослідження, виконані безпосередньо автором роботи в Нагойському інституті технологій (Nagoya Institute of Technology) у 2005-2006 роках. У ході цих досліджень автор власноруч створював зразки двокомпонентних метало-діелектричних метаматеріалів, а також НВЧ прилади, що використовувалися в експериментах (мікросмужкова антена і мікросмужкові резонатори), з підручними засобами і матеріалами. При цьому, за участю автора даної дисертаційної роботи була розроблена і апробована досить проста і відносно недорога методика вимірювання комплексних ефективних діелектричних і магнітних проникностей зразків метаматеріалів з використанням мережевого аналізатора, а також освоєно методику створення діелектричних матриць за допомогою використання 3-D принтера для швидкого створення дослідних зразків, включаючи налаштування і калібрування самої машини (3-D принтера).

У даній дисертаційній роботі розглянуто двокомпонентні метаматеріали, що являють собою ізотропні діелектричні матриці/середовища з періодично вбудованими в них металевими включеннями циліндричної і сферичної форм. Як в експериментальній, так і в теоретичній частинах роботи були розглянуті немагнітні (мідні) і феромагнітні (залізовмісні) включення. Причому в останньому випадку розглядалися як повністю, так і частково намагнічені включення. В експериментальній частині роботи наведено результати апробації недорогого і простого методу вимірювання ефективних комплексних проникностей метаматеріальних зразків в НВЧ-діапазоні. У даній роботі також наведені теоретичні дослідження з використання розглянутих метаматеріалів для мініатюризації мікросмужкових прямокутних антен НВЧ-діапазону і

поліпшення їх коефіцієнтів підсилення за потужністю і їх коефіцієнтів корисної дії.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Результати, наведені в даній дисертаційній роботі, є складовою частиною результатів, отриманих у рамках:

1) науково-дослідного проекту “Fabrication and Microwave Characterization of Metal-Dielectric Metamaterial Structures”, реалізованого в Нагойському інституті технологій (Nagoya Institute of Technology) спільно з NGK Spark Plug Co., Ltd (Японія);

2) персонального науково-дослідного стартап-гранту “Modeling of the Effective Properties of Rod Metamaterial Structures in the Microwave Range”, отриманого дисертантом від Вищої атестаційної комісії Пакистану (Higher Education Commission of Pakistan);

3) персонального науково-дослідного стартап-гранту “Microwave Applications of Two-Component Magnetic Metamaterials”, отриманого дисертантом від Хубейського уряду КНР.

4) держбюджетної теми "Математична модель активних і пасивних багатофункціональних систем на основі метаматеріалів і анізотропних фотонних структур", номер державної реєстрації 22-14-16 (0116U000821), що здійснюється в Харківському національному університеті імені В. Н. Каразіна.

5) держбюджетної теми "Компактна антенно-фідерна система з друкованих антен для радіолокації ближньої дії", номер державної реєстрації 29-14-17 (0117U0004854), що здійснюється в Харківському національному університеті імені В. Н. Каразіна.

Мета і завдання дослідження

Метою даної дисертаційної роботи є отримання математичних моделей для електромагнітних відгуків двокомпонентних метаматеріалів з металевими

включеннями і апробація цих моделей щодо питань мініатюризації мікросмужкових антен і поліпшення таких їх параметрів, як коефіцієнт посилення за потужністю і коефіцієнт корисної дії. Для досягнення цієї мети в роботі заплановано:

1) отримати математичні моделі для ефективного електромагнітного відгука безмежного однорідного ізотропного діелектрика з періодично вбудованими в нього немагнітними металевими включеннями циліндричної і сферичної форми і дослідити їх як функції об'ємної частки металу;

2) виготовити найпростіші плоскі метаматеріальні зразки у вигляді діелектричних матриць паралелепіпедної форми з періодично вбудованими в них металевими циліндричними провідниками;

3) розробити та експериментально апробувати недорогий метод вимірювання комплексних ефективних відносних діелектричної та магнітної проникностей метаматеріальних зразків у НВЧ-діапазоні;

4) теоретично і експериментально дослідити вплив найпростіших плоских метало-діелектричних метаматеріалів на випромінювальні характеристики прямокутних мікросмужкових НВЧ-антен при покритті їх поверхні цими метаматеріалами;

5) у НВЧ-діапазоні отримати і апробувати чисельно-аналітичний алгоритм пошарової характеристики двокomпонентних плоских метаматеріальних середовищ у напрямку, перпендикулярному шарам цих середовищ;

6) у НВЧ-діапазоні отримати математичні моделі для тензорів ефективних діелектричної та магнітної проникностей безмежного ізотропного діелектрика з періодично вбудованими в нього феромагнітними металевими включеннями циліндричної і сферичної форм, намагніченими до насичення в зовнішньому постійному магнітному полі, і дослідити ефективні магнітні НВЧ-відгуки даних метаматеріалів у заданих напрямках;

7) у НВЧ-діапазоні отримати математичні моделі для тензорів ефективних діелектричної та магнітної проникностей безмежного

ізотропного діелектрика з періодично вбудованими в нього феромагнітними металевими включеннями циліндричної і сферичної форм, частково намагніченими в зовнішньому постійному магнітному полі, і дослідити ефективні магнітні НВЧ-відгуки даних метаматеріалів у заданих напрямках;

8) розробити і теоретично апробувати концепцію мініатюризації прямокутних мікросмужкових НВЧ-антен з метаматеріальними підкладками з поліпшеним коефіцієнтом посилення за потужністю і коефіцієнтом корисної дії та зменшеною інтенсивністю поля в ближній зоні.

Методи дослідження

Для гомогенізації метаматеріальних/композитних середовищ, що були розглянуті у даній дисертаційній роботі, використовувався підхід методу ефективного середовища. При розробці чисельного алгоритму в третьому розділі дисертації були також використані метод градієнтів і ітераційний метод Ньютона, що спеціально були адаптовані для розв'язання нелінійних задач математичного програмування. У шостому розділі використовувався стандартний підхід мінімізації функції двох змінних на прямокутній області.

Отримані в дисертації математичні моделі адекватно описують ефективні відносні діелектричні і магнітні проникності досліджуваних метаматеріальних середовищ в НВЧ-діапазоні: вони добре узгоджуються з результатами лабораторних вимірювань і чисельного моделювання, що здійснювалося з використанням комерційного електродинамічного програмного забезпечення PLANC FDTD, а також у граничних окремих випадках збігаються з результатами робіт, опублікованих раніше іншими авторами.

Наукова новизна отриманих результатів

У даній дисертаційній роботі вперше:

1) Отримано мікрохвильові наближення для ефективного

електромагнітного відгуку проникностей нескінченного композитного середовища, представленого у вигляді безмежного ізотропного діелектрика з періодично вбудованими в нього немагнітними металевими включеннями циліндричної форми.

2) Показано, що композитні середовища у вигляді безмежного ізотропного діелектрика з періодично вбудованими в нього немагнітними металевими включеннями циліндричної і сферичної форм в НВЧ-діапазоні характеризуються приростом ефективної відносної діелектричної проникності, діаманітною ефективною відотною манітною проникністю і мають низькі діелектричні і манітні втрати.

3) Виготовлено композитні матеріали у вигляді діелектричних матриць паралелепіпедної форми з періодичними вбудованими в них металевими включеннями циліндричної форми, які мають такі властивості:

- приріст дійсної частини ефективної відносної діелектричної проникності і діаманітною дійсною частиною відотною манітною проникності;
- S-параметри містять аномальні піки, що обумовлені явищем розмірного резонансу;
- приріст дійсної частини ефективної відносної манітною проникності на випадок феромагнітних металевих включень;
- можливе використання для поліпшення характеристик далекого поля мікросмужкової антени при повному покритті її патча.

4) Отримано чисельно-аналітичний метод пошарової декомпозиції плоских метаматеріалів/композитів для будь-яких значень об'ємних часток металевих включень.

5) Отримано тензор ефективної манітною проникності композитних середовищ у вигляді безмежного ізотропного діелектрика з періодично вбудованими в нього намагніченими до насичення металевими феромагнітними включеннями циліндричної і сферичної форми.

6) Отримано тензор ефективної манітною проникності композитних середовищ у вигляді безмежного ізотропного діелектрика з періодично

вбудованими в нього частково намагніченими металевими феромагнітними включеннями циліндричної і сферичної форм.

7) Показано, що композитні середовища у вигляді безмежного ізотропного діелектрика з періодично вбудованими в нього намагніченими металевими феромагнітними включеннями циліндричної і сферичної форм в НВЧ-діапазоні мають наступні властивості:

- при повному намагнічуванні включень розповсюдження ЕМ-хвилі в напрямку зовнішнього намагнічування або в напрямку, перпендикулярному до зовнішнього намагнічування, характеризується тим, що магнітні втрати поза резонансів коливаються в межах $10^{-3} \div 10^1$ для циліндричних включень і на два порядки вищими для сферичних включень;
- при частковому намагнічуванні включень центральний діагональний елемент тензора ефективної магнітної проникності має малі магнітні втрати, причому в разі циліндричних включень такі втрати є на два порядки вищими, ніж в разі сферичних включень;
- при частковому намагнічуванні включень розповсюдження ЕМ-хвилі в напрямку зовнішнього намагнічування або в напрямку, перпендикулярному до зовнішнього намагнічування, характеризується тим, що магнітні втрати поза резонансів коливаються в межах $10^{-8} \div 10^1$;
- як при частковому, так і при повному намагнічуванні включень, в залежності від напрямку розповсюдження хвилі, у розглянутих метаматеріальних середовищах виявляються такі ефекти, що пов'язані зі значеннями дійсної частини ефективної магнітної проникності: а) спостерігається приріст ефективної відносної магнітної проникності; б) має місце малий ефективний коефіцієнт заломлення; в) існує негативна ефективна відносна магнітна проникність.

8) Отримано умову відсутності втрат у слабкому полі для композитних середовищ у вигляді безмежного ізотропного діелектрика з періодично вбудованими в нього частково намагніченими металевими феромагнітними включеннями циліндричної і сферичної форми.

9) Показано, що магнітні втрати магнітних метаматеріалів можуть бути на порядок менше при неповному намагнічуванні включень, ніж при їх повному намагнічуванні.

10) Показано, що при різних значеннях величини зовнішнього постійного магнітного поля магнітні метаматеріали можуть замикати проходження монохроматичних компонентів в НВЧ-хвилі, або забезпечувати її повне проходження в заданому діапазоні частот, або інвертувати її фазу.

11) Показано, що можна домогтися суттєвої мініатюризації профілю прямокутної мікросмужкової антени із суттєвим зменшенням інтенсивності поля антени у ближній зоні, збільшенням її коефіцієнта посилення за потужністю і коефіцієнта корисної дії, а також збільшенням кількості робочих гармонік при використанні в якості підкладки метаматеріалів/композитів з приростом ефективної відносної діелектричної проникності або ефективної відносної магнітної проникності. Причому показано, що поліпшення даних параметрів антени також відбувається при збільшенні кількості метаматеріальних шарів у випадку багат шарових підкладок антен, при збереженні її об'ємного профілю.

12) Отримано основні співвідношення для визначення мінімально можливого профілю прямокутної мікросмужкової антени з немагнітною підкладкою з приростом ефективної відносної діелектричної і/або магнітної проникності при заданих парах параметрів: резонансної частоти хвилі і бажаної товщини метаматеріальної підкладки або резонансної частоти хвилі і бажаної ефективної відносної діелектричної проникності метаматеріалу.

Практичне значення отриманих результатів

Результати, отримані в даній дисертаційній роботі, можуть бути використані при:

- 1) синтезі метаферитов НВЧ-діапазону нового покоління;
- 2) створенні принципово нових хвильоводів НВЧ-діапазону;
- 3) створенні метаферитних ізоляторів, метаферитних фазообертачів і

метаферітних циркуляторів НВЧ-діапазону;

4) створенні альтернативних вже існуючим НВЧ-фільтрів, конверторів та ретрансляторів/транспондерів ЕМ-хвиль;

5) створення керованих метаповерхонь НВЧ діапазону;

6) створенні компактних бездротових систем передачі електричної енергії в НВЧ діапазоні з високими значеннями коефіцієнта корисної дії;

7) створенні мініатюрних мікросмужкових антен НВЧ-діапазону з високими значеннями коефіцієнта посилення за потужністю і коефіцієнта корисної дії.

До захисту представляються:

1. НВЧ наближення для ефективних електромагнітних відгуків безмежного ізотропного діелектрика з періодично вбудованими в нього немагнітними металевими включеннями циліндричної і сферичної форми.

2. Основні властивості ефективних ЕМ НВЧ-відгуків метаматеріалів, представлених у вигляді безмежних ізотропних діелектриків з періодично вбудованими в них немагнітних металевих включень циліндричної і сферичної форм.

3. НВЧ-наближення для тензорів ефективних діелектричної та магнітної проникностей безмежного ізотропного діелектрика з періодично вбудованими в нього феритними металевими включеннями циліндричної і сферичної форм, намагніченими до насичення в зовнішньому постійному магнітному полі.

4. Основні властивості ефективних ЕМ НВЧ-відгуків метаматеріальних середовищ, представлених у вигляді безмежних ізотропних діелектриків з періодично вбудованими в них феромагнітними металевими включеннями циліндричної і сферичної форм, намагніченими частково або до насичення в зовнішньому постійному магнітному полі.

5. НВЧ-наближення для тензорів ефективних діелектричної та магнітної проникностей безмежного ізотропного діелектрика з періодично

вбудованими в нього феромагнітними металевими включеннями циліндричної і сферичної форм, частково намагніченими в зовнішньому постійному магнітному полі.

6. Відносно недорогий і простий метод вимірювання комплексних ефективних відносних проникностей метаматеріальних зразків у НВЧ-діапазоні.

7. Чисельно-аналітичний алгоритм пошарової характеристики плоских метаматеріальних середовищ у напрямку, перпендикулярному до шарів цих середовищ.

8. Концепція мініатюризації прямокутних мікросмужкових НВЧ-антен з поліпшеними коефіцієнтом посилення за потужністю і коефіцієнтом корисної дії за допомогою використання плоских метаматеріалів з приростом ефективної відносної діелектричної проникності для створення підкладок цих антен.

Особистий внесок здобувача

Основні теоретичні положення і результати експериментальних досліджень автором дисертації виконані самостійно. Зокрема, статті [20], [28], [31-36] опубліковані автором дисертації без співавторів. У роботі [17] внесок здобувача полягає у виготовленні резонатора, проведенні вимірювань і моделюванні ефективних параметрів. У роботі [22] внесок здобувача полягає у виготовленні резонатора і метаматеріальних зразків, проведенні вимірювань і моделюванні ефективних параметрів. У роботах [18, 19] автору дисертації належить постановка задачі та отримання всіх аналітичних формул. У роботах [21], [23], [25], [30] автору дисертації належить постановка задачі, отримання всіх аналітичних виразів, проведення чисельного моделювання та аналіз отриманих результатів. У роботах [24], [26] автору дисертації належить постановка задачі, отримання всіх аналітичних виразів і проведення чисельного моделювання. У роботі [27] автору дисертації належить постановка задачі, проведення чисельного моделювання, аналіз

отриманих результатів. У роботі [29] автору дисертації належить постановка задачі та отримання всіх аналітичних формул. В роботі [37] автору дисертації належить постановка задачі виготовлення метаматеріального зразка і мікросмужкової антени, проведення вимірювань та чисельне моделювання. У роботі [38] автору дисертації належить постановка задачі, отримання всіх аналітичних виразів, чисельне моделювання. У роботах [39, 40], [42, 43] автору дисертації належить постановка задачі, отримання всіх аналітичних виразів, аналітичне та чисельне моделювання. У роботі [41] автору дисертації належить постановка задачі, отримання всіх аналітичних виразів.

Апробація роботи

Результати, викладені в даній дисертаційній роботі, були повідомлені та обговорені на 10 міжнародних конференціях і симпозіумах:

- IEEE 1st Ukrainian Conference on Electrical and Computer Engineering, Kyiv (Ukraine), 2017.
- 9th International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwave, Millimeter and Submillimeter Waves, Kharkiv (Ukraine), 2016.
- 10th International Conference on Antenna Theory and Techniques, Kharkiv (Ukraine), 2015.
- 15th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, Dnepropetrovsk (Ukraine), 2014.
- 8th International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwave, Millimeter and Submillimeter Waves, Kharkiv (Ukraine), 2013.
- 14th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, Kharkov (Ukraine), 2012.
- 13th of International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, Kiev (Ukraine), 2010.
- 7th International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwave, Millimeter and Submillimeter Waves, Kharkiv (Ukraine), 2010.

- 10th International Symposium on Advanced Materials, Islamabad (Pakistan), 2007.
- 1st Asia-Oceania Ceramic Federation (AOCF) Conference Convened in Conjunction with The 18th Fall Meeting of The Ceramic Society of Japan, Osaka (Japan), 2005.

Публікації

Результати, викладені в даній дисертаційній роботі, опубліковані у 38 наукових працях: в 27 статтях у наукових журналах [17-43] і в 11 тезах доповідей [44-54] міжнародних наукових конференцій і симпозіумах.

Структура дисертації

Дана дисертація складається зі вступу, шести розділів, висновків і списку використаних джерел. Загальний обсяг дисертації - 337 сторінок, з них основного тексту - 270 сторінки. Список використаних джерел на 17 сторінках налічує 225 найменувань. Дисертація також налічує 155 малюнки і 15 таблиць, з яких 14 таблиць займають всю площу сторінки та 2 додатки.

У дисертації прийнята наскрізна нумерація формул, малюнків і таблиць у межах кожного розділу.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ ТА ВИБІР НАПРЯМКУ ДОСЛІДЖЕННЯ

Незважаючи на популярність і міждисциплінарний характер метаматеріального напрямку, досі активно ведуться суперечки щодо правильності визначення терміну “метаматеріали”. Провідні фахівці, що працюють у цій галузі, дають свої визначення цим штучним матеріалам [55-64]. Проте деякі з них [T. Itoh, H. Ohsato, G. Zouganellis, J. Budimir] вважають, що метаматеріали - це, перш за все, композитні матеріали зі штучно вбудованою симетрією, яка й обумовлює незвичайні макроскопічні властивості цих композитів, що є неприбутковими природним матеріалам.

Говорячи про незвичайні макроскопічні властивості метаматеріалів, як правило, йдеться про значення дійсних частин ефективних відносної діелектричної та магнітної проникностей. У той же час треба чітко розуміти, що в разі дослідження метаматеріалів йдеться не про діелектричну та магнітну постійні деякого однорідного матеріалу, а про деякі усереднені характеристики цих композитних матеріалів, що мають сенс лише в деякому діапазоні довжин хвиль /частот. Така "умовність" має місце завдяки тому, що будь-який метаматеріал - це середовище неоднорідне, але періодичне, як і будь-який ідеальний кристал. У цьому сенсі взаємодію ЕМ-хвилі з метаматеріалами зручно порівнювати з взаємодією світла з реальними кристалами. Так, у звичайних кристалах атоми розташовані періодичним чином у просторі з постійною решітки меншою, ніж 1 нм. І якщо довжина хвилі падаючої ЕМ-хвилі перевищує постійну решітки деякого кристала, то хвиля "сприймає" цей кристал як однорідний матеріал. Іншими словами, хвиля "не бачить" періодичності кристала, що є наслідком його симетрії. Мікроскопічно це означає, що падаюча ЕМ-хвиля збуджує електричні диполі, які перевипромінюють (тобто повторно випромінюють) з певним запізненням, сповільнюючи фазову швидкість хвилі в кристалі з множником, що має назву коефіцієнта заломлення. Так саме ЕМ-хвиля макроскопічно

"сприймає" метаматеріал не як штучне періодичне середовище (або штучний кристал), якою він є насправді, а як певне "ефективне" однорідне середовище [65]. Таке "ефективне сприйняття" ЕМ-хвилею метаматеріалу має місце лише для певного діапазону довжин хвиль, для якого постійна періодичності метаматеріалу, що має назву постійної елементарної комірки (unit cell), набагато менша за довжину хвилі. Для даного діапазону довжин хвиль у відповідності до реальних значення діелектричної і магнітної проникності, які, власно кажучи, є функціями просторових координат і частоти, ставляться так звані ефективні діелектрична і магнітна проникності, які є лише функціями частоти або довжини хвилі. Такий підхід у вивченні макроскопічних електродинамічних характеристик метаматеріалів (або, як прийнято говорити, гомогенізація метаматеріалів) ліг в основу так званої теорії ефективного середовища (Effective Medium Theory), що набула широкого розповсюдження в радіофізиці при описі ефективних властивостей композитних матеріалів і середовищ, наприклад [66-70]. Відповідно до цієї теорії, будь-який метаматеріал є штучним діелектриком або кристалом зі своїми ефективними параметрами (ефективна діелектрична проникність, ефективна магнітна проникність і ефективний коефіцієнт заломлення) як функціями довжини хвилі / частоти. Причому дані ефективні параметри є скоріше електродинамічними параметрами якогось гіпотетичного однорідного середовища, яке з необхідним ступенем точності ставиться у відповідність до метаматеріального середовища, що розглядається, у певному діапазоні довжин хвиль / частот. Таке "ефективне" середовище формально має свої "ефективні" атоми, які насправді визначаються гіпотетично. При цьому необхідно пам'ятати, що постійна решітки ефективного середовища дорівнює розміру постійної елементарної комірки відповідного метаматеріалу.

Застосовуючи теорію ефективного середовища до того чи іншого метаматеріалу, дуже важливо розуміти, що незважаючи на те, що ефективний атом є гіпотетичним поняттям в порівнянні з тим, якими ми звикли уявляти

собі атоми в реальних кристалах, проте поняття ефективного атома є надзвичайно важливим з точки зору практичних застосувань, тому що роль такого атома на практиці відіграють цілком реальні елементи й прилади електронної техніки: діоди, резонатори, металеві дроти і т.і., рис. 1.1.

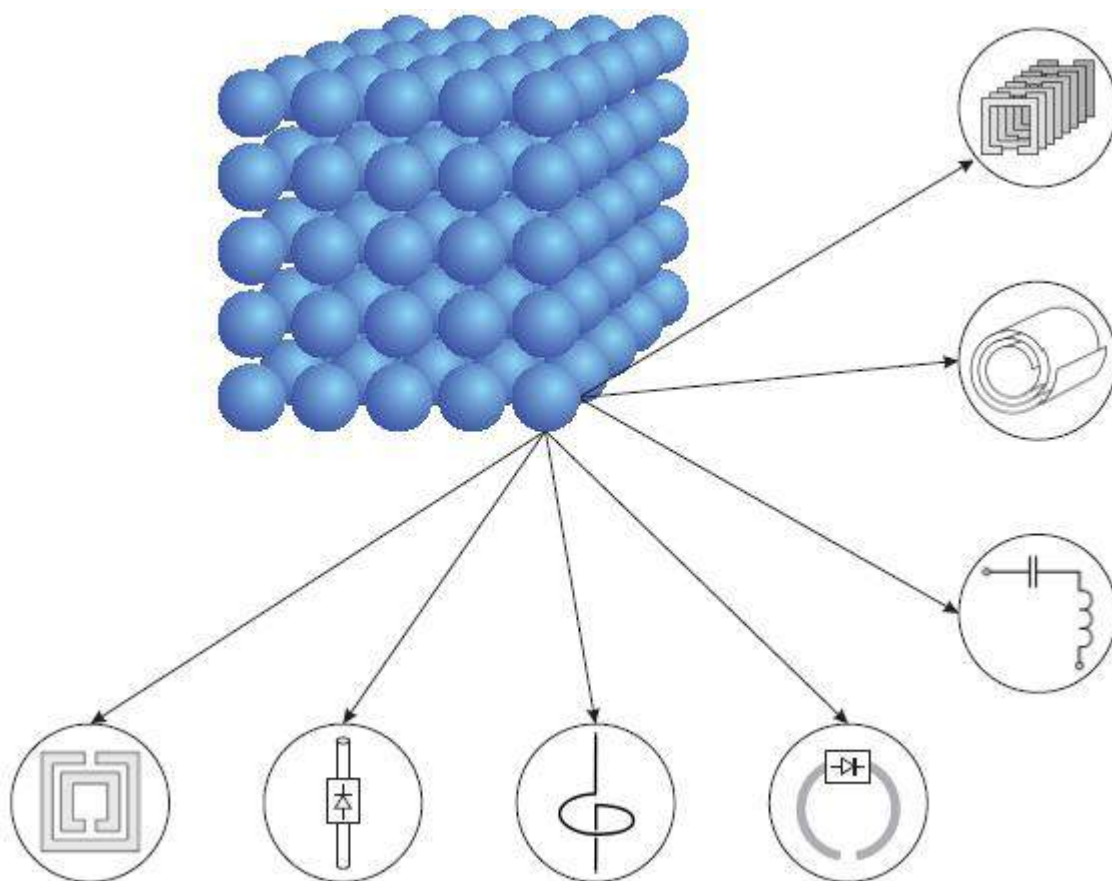


Рис. 1.1. Подання метаматеріалу, як штучного кристала з ефективними атомами

Теорія ефективного середовища як математичний апарат опису ефективних властивостей метаматеріалів передбачає використання двох альтернативних підходів обчислення комплексних ефективних параметрів цих штучних матеріалів. Згідно з першим підходом, у відповідності до метаматеріального об'єкта або середовища ставиться ефективний електричний ланцюг, що складається з ефективних елементів ланцюга з зосередженими параметрами. Параметри ефективних елементів такого ланцюга використовуються для перерахунку комплексних ефективних проникностей відповідного метаматеріального об'єкта або середовища. До

яскравих прикладів такого моделювання можна віднести роботи [71-73]. Тому такий підхід теорії ефективного середовища формально можна назвати підходом ефективної електричного ланцюга. Відповідно до другого підходу теорії ефективного середовища, у відповідності до метаматеріального об'єкта або середовища ставляться формули для ефективних відносних діелектричної та магнітної проникностей, які, як правило, отримують при вирішенні відповідних зворотних крайових задач математичної фізики для хвильового рівняння та рівняння Лапласа/Пуассона. Прикладами такого підходу до опису ефективних параметрів метаматеріалів є роботи [74-76]. Даний підхід теорії ефективного середовища формально можна назвати хвильовим.

Підхід ефективної електричного ланцюга є найбільш зручним при розгляді двовимірних метаматеріальних структур, у той час як хвильовий підхід є найбільш зручним при розгляді трьохвимірних метаматеріальних структур. У даній дисертаційній роботі здебільшого використовувався метод теорії ефективного середовища.

Дуже поширеними математичними моделями хвильового підходу теорії ефективного середовища є Лоренцівська модель і модель Друде [77-79]. Ці моделі зазвичай використовуються при моделюванні ефективних параметрів метаматеріалів з негативними значеннями дійсних частин відносних проникностей. Проте в даній дисертації використовувалися інші моделі.

Окремим моментом у використанні хвильового підходу теорії ефективного середовища необхідно виділити експериментальне визначення ефективних параметрів метаматеріалів і метаматеріальних структур, оскільки не існує прямих методів вимірювання діелектричної і магнітної проникностей матеріалів. При цьому підході метаматеріальний об'єкт, як правило, формально представляється у вигляді еквівалентного чотиріполюсника зі своїми частотно-залежними S-параметрами, які можна виміряти безпосередньо, використовуючи, наприклад, мережевий аналізатор. Виміряні S-параметри потім використовуються для обчислення комплексних ефективних відносних діелектричної та магнітної проникностей за

допомогою добре відомих моделей, наприклад, моделей робіт [80, 81].

Знаки дійсних частин ефективних параметрів метаметріалів можуть мати різні комбінації, що логічно передбачає введення відповідної класифікації метаматеріалів. Така класифікація видається особливо зручною з точки зору практичного застосування метаматеріалів. Введення даної класифікації прямо пов'язане з першою роботою українського вченого В. Г. Веселаго [82]. Незважаючи на те, що слово "метаматеріал" не згадувалося в цій роботі і мова в ній йшла лише про принципову можливість існування матеріалів з негативними значеннями проникностей, саме цю роботу формально вважають першою публікацією, присвяченою ЕМ-метаматеріалам. Відповідно до термінології, введеної в даній роботі, матеріали з одночасно негативними значеннями дійсних частин проникностей прийнято називати лівими або лівобічними матеріалами (left-handed materials або LH materials), у той час як матеріали з одночасно позитивними значеннями дійсних частин проникностей прийнято називати правими або правобічними матеріалами (right-handed materials або RH materials). Це пов'язано з видом векторної трійки (правої або лівої, відповідно), утвореної векторами напруженостей електричного і магнітного поля і хвильовим вектором плоскої ЕМ-хвилі, що розповсюджується в розглянутому матеріалі. При цьому прийнято вважати, що дійсна частина коефіцієнта заломлення лівобічного середовища негативна, у той час як дійсна частина коефіцієнта заломлення правобічного середовища - позитивна, [83]. Але - і це важливо відзначити - вектор Умова-Пойтинга завжди утворює праву трійку векторів з векторами напруженості електричного і магнітного полів, незалежно від знаків дійсних частин (ефективних) діелектричної та магнітної проникностей середовища, а вектора фазової і групової швидкостей у таких середовищах протилежні за напрямком, рис. 1.2.

Ізотропна матерія, монохроматична хвиля: $k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} n^2$, $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$

Визначення лівобічних матеріалів:

$$\varepsilon < 0 \text{ та } \mu < 0$$

або ж $\vec{v}_\phi = -\vec{v}_{gp}$

➤ **Рівняння Максвела:** $\nabla \times \vec{E} = -i\omega\vec{B}$, $\nabla \times \vec{H} = i\omega\vec{D}$

➤ **Плоска хвиля:** $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}}$, $\vec{H} = \vec{H}_0 e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}}$

➤ **Триада $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$ стає:**

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega\vec{B} = \begin{cases} +\omega|\mu|\vec{H}, \text{ якщо } \mu > 0 \text{ (права)}, \\ -\omega|\mu|\vec{H}, \text{ якщо } \mu < 0 \text{ (ліва)}; \end{cases}$$

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega\vec{D} = \begin{cases} -\omega|\varepsilon|\vec{E}, \text{ якщо } \varepsilon > 0 \text{ (права)}, \\ +\omega|\mu|\vec{E}, \text{ якщо } \varepsilon < 0 \text{ (ліва)}; \end{cases}$$

➤ **Вектор Умова-Пойтінга:** $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}^*$ (права)

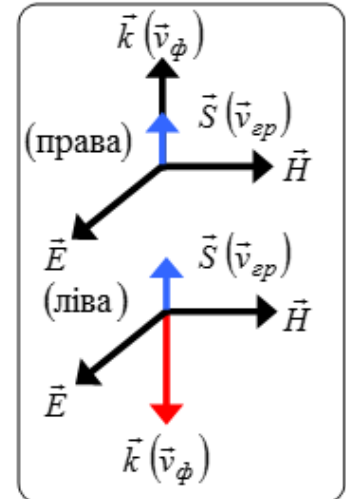


Рис. 1.2. До питання визначення середовища Веселаго

Зазначимо, що з моменту публікації роботи [82] прийнято вважати, що дійсна частина ефективного коефіцієнта заломлення матеріалу позитивна, якщо одночасно позитивними є значення дійсних частин проникностей середовища, у той час як одночасно негативні значення дійсних частин проникностей середовища тягнуть за собою негативний знак її дійсної частини ефективного коефіцієнта заломлення. Такий підхід у визначенні знака дійсної частини ефективного коефіцієнта заломлення метаматеріалів був прийнятий у роботі [82] і використовується досі, а лівобічні середовища іноді називаються середовищами Веселаго.

Цікаво зазначити, що всі реальні матеріали, що зустрічаються в природі, формально є правосторонніми матеріалами. Тому не прийнято говорити "лівобічні метаматеріали" або "правобічні метаматеріали", а прийнято говорити "лівобічні матеріали" або "правобічні матеріали" відповідно.

Крім лівобічних (лівих) і правобічних (правих) метаматеріалів існують також інші види метаматеріалів - метаматеріали з одночасно негативними

значеннями дійсної частини діелектричної проникності і позитивними значеннями дійсної частини магнітної проникності, а також метаматеріали з одночасно позитивними значеннями дійсної частини діелектричної проникності і негативними значеннями дійсної частини магнітної проникності. Перші метаматеріали прийнято називати епсилон-негативними метаматеріалами (epsilon-negative metamaterials або ENM), [58], у той час як другі метаматеріали зазвичай називають мю-негативними метаматеріалами (mu-negative metamaterials або MNM), [58]. Останні два види метаматеріалів іноді також називаються одинарно-негативними метаматеріалами (single-negative metamaterials або SNG metamaterials), у той час як лівосторонні метаматеріали ще іноді звуться подвійними негативними метаматеріалами (Double-negative metamaterials або DNG metamaterials), а правобічні метаматеріали - подвійними позитивними метаматеріалами (double-positive metamaterials або DPS metamaterials), [58].

Вивчення ефективних ЕМ-відгуків метаматеріалів згідно з їх вищезазначеною класифікацією зручно проводити з використанням так званої діаграми метаматеріалів (ДН), рис. 1.3. Крім того, дана діаграма також досить зручна при розгляді можливих практичних застосувань метаматеріалів. Так, наприклад, перший квадрант у першу чергу відповідає реальним (природним) матеріалами і феритам. Більш того, виходячи з закономірності розповсюдження ЕМ-хвиль у феритах, [7], деякі з них також можуть бути частково віднесені до четвертого квадранту. Таким чином, перший і частково четвертий квадранти метаматеріальної діаграми логічним чином "зайняті" штучними ферритами, або так званими метаферитами, [10, 84-87]. Перший квадрант також "відповідає" новим штучним діелектрикам, зокрема тим, які характеризуються ультранизькими значеннями дійсної частини ефективного коефіцієнта заломлення. Таким штучним матеріалам характерний широкий спектр практичних застосувань, так наприклад: створення принципово нових хвилеводів [88] і нових типів лінз [89], створення допоміжних елементів мікросмужкових антен і антенних решіток, що підвищують їх ефективність

[90], створення підкладок мікросмужкових антен, що поліпшують їх ширину смуги пропускання і ДС [91, 92] і т.і.

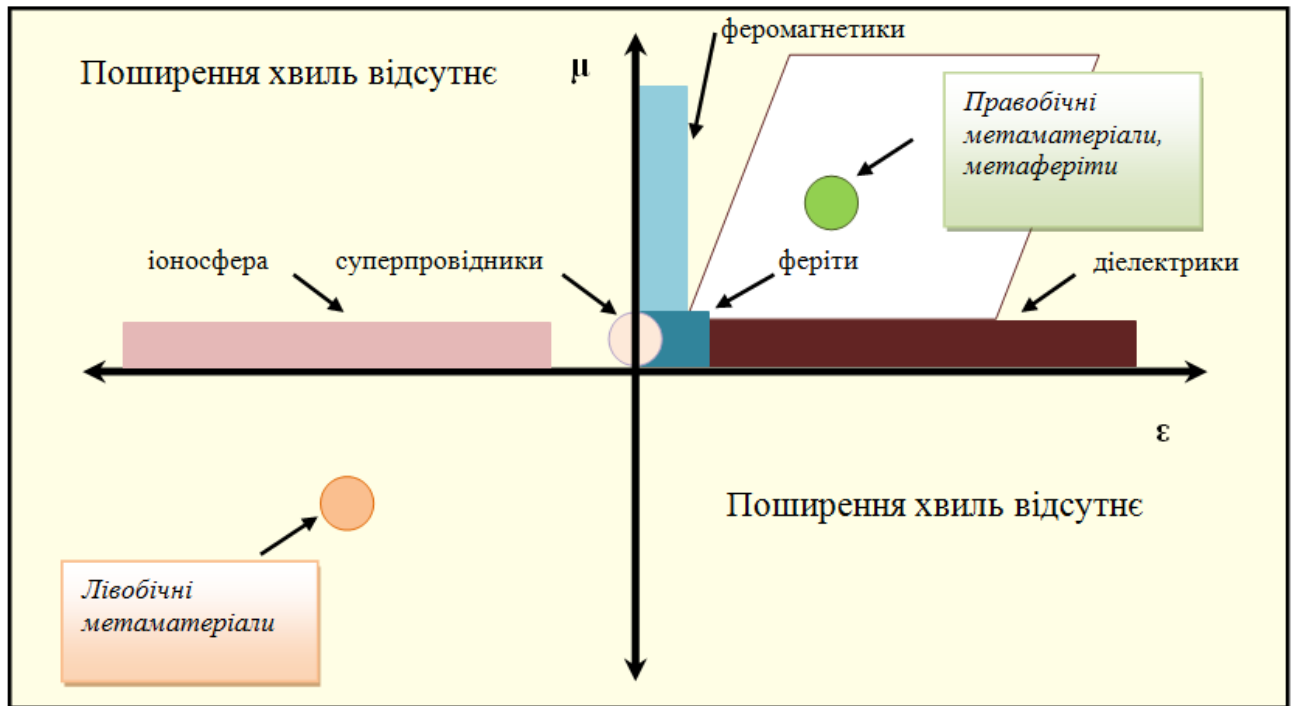


Рис. 1.3. Метаматеріальна діаграма

Другий квадрант метаматеріальної діаграми характеризується відсутністю розповсюдження хвилі та в основному відповідає епсилон-негативним метаматеріалам. Спектр практичних застосувань таких метаматеріалів є найбільш "бідним" у порівнянні з іншими видами метаматеріалів, проте епсилон-негативні метаматеріали знаходять важливе застосування у сучасній радіофізиці. Так, наприклад, такі метаматеріали можуть бути використані для створення принципово нових фільтрів, тому що на їх поверхнях може спостерігатися аномальне резонансне тунелювання [93, 94]. Крім того, у роботі [93] також сформульована ідея створення принципово нової лінзи (що використовується для фокусування ЕМ-хвиль в далекій зоні) на основі епсилон-негативних метаматеріалів. Епсилон-негативні метаматеріали також можуть бути використані для створення високоефективних компактних [95] і широкосмужкових антен [96].

Найбагатший спектр можливих практичних застосувань можна

віднести до лівобічних метаматеріалів, яким належить третій квадрант метаматеріальної діаграми. "Негативний" доплерівське зміщення і "зворотне" черенковське випромінювання було передбачене В. Г. Веселаго ще до появи терміна "метаматеріал" (див. роботу [82]). А найбільш важлива практична цінність таких метаматеріалів чітко була сформульована на початку XXI століття лордом Джоном Пендрі в роботі [55]. У цій роботі показано, що лівобічні метаматеріали можуть бути використані для створення ідеальних лінз, які, на відміну від оптичних лінз, можуть фокусувати ЕМ-хвилі як в далекій, так і в ближній зонах. Таке фокусування є принципово можливим за рахунок того, що негативний коефіцієнт заломлення (точніше, його дійсна частина) означає негативний кут заломлення для променів ЕМ-хвиль, що падають на поверхню негативного метаматеріалу (рис. 1.4). Це безпосередньо впливає з закону Снеліуса. Тому такий хід переломленого променя може бути використаний на практиці для фокусування ЕМ-хвилі, що проходить через шар із негативним значенням дійсної частини коефіцієнта заломлення, як це показано на рис. 1.5.

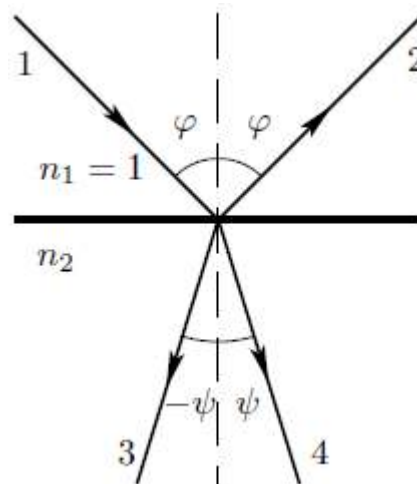


Рис 1.4. Заломлення світла на межі розподілу двох середовищ. Шлях 1-4 відповідає ходу падаючого і заломленого променя для випадку $n_2 > 0$, а шлях 1-3 – для випадку $n_2 < 0$

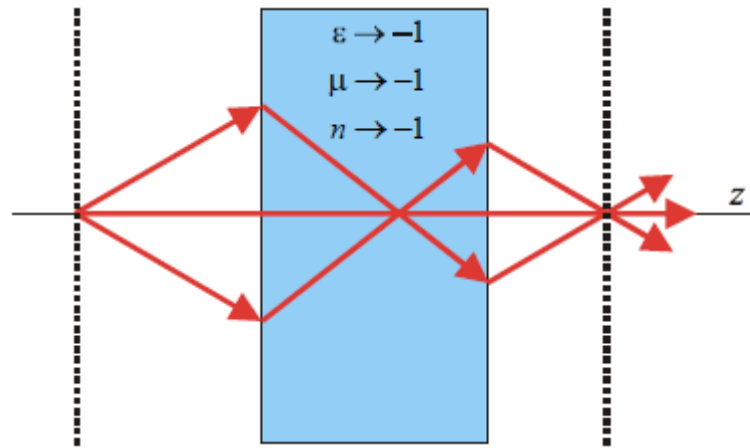


Рис 1.5. До питання про можливе фокусування ЕМ хвиль негативними метаматеріалами

Величезна кількість теоретичних та експериментальних робіт, присвячених практичним застосуванням метаматеріалів, була опублікована з моменту появи робіт [55-97]. При цьому важливо відзначити, що велика частина цих робіт, як це зазначено вище, присвячена саме подвійним негативним метаматеріалам. Це обумовлено тим, що спектр практичних застосувань негативних метаматеріалів на сьогоднішній день є найбільш багатим в порівнянні з метаматеріалами інших видів. До найбільш важливих застосувань негативних метаматеріалів, не беручи до уваги розробку і створення ідеальних лінз, можна віднести створення нових метаматеріальних антен, альтернативних уже існуючим, наприклад, [98-106]. Проте треба зазначити, що можливі практичні застосування негативних метаматеріалів не обмежуються лише тільки антенною тематикою [100, 104-109].

Як було зазначено вище, четвертий квадрант метаматеріальної діаграми частково зайнятий феритоподібними метаматеріалами. Також до цього квадранту належать мю-негативні матеріали. Спектр практичних застосувань таких метаматеріалів досить великий. Наприклад, використання мю-негативних матеріалів покращує якість зображення в магнітно-резонансній діагностиці за рахунок керування потоком ЕМ-сигналу від об'єкта до приймача, [110]. Прямокутний хвилевід, заповнений анізотропним одноосьовим метаматеріалом з поперечно негативною діелектричною

проникністю, може бути розглянутий як здвоєний хвилевід, оскільки таке заповнення підтримує розповсюдження зворотної хвилі нижче частоти відсічення, [111]. Резонатор, що складається з мю-негативного середовища, може використовуватися для створення надмалих антенних елементів, [112]. Діелектрична шарувата серцевина, покрита мю-негативним метаматеріалом, використана у роботі [113] для розробки уповільнюючої світловодної структури, яка працює у діапазоні частот від гігагерц до терагерц.

Наведені вище приклади застосувань метаматеріалів далеко не повністю вичерпують всілякі застосування у фізиці й техніці на їх основі. Більш того, можна припустити, що спектр можливих застосувань метаматеріалів буде значним чином розширюватися за рахунок вбудованої симетрії таких штучних матеріалів.

Ефективні властивості метаматеріалів часто оцінюють у ближній зоні, в іншому випадку необхідно враховувати просторову дисперсію [114-118]. При цьому для фундаментального вивчення ефективних властивостей метаматеріалів зручно розглядати метаматеріали з найбільш простою геометрією елементарних комірок або з геометрією, що має особливе практичне значення. До таких метаматеріалів відносяться двокомпонентні композити, що яляють собою ізотропні діелектричні матриці з періодично вбудованими в них металевими або діелектричними включеннями. До "класичних" метаматеріалів відносять метаматеріали зі сферичними [119], циліндричними включеннями [120] і включеннями у вигляді кільцевого резонатора з прорізом [121] (так званий *split ring resonator* або SRR).

Інтерес до композитів зі сферичними і циліндричними включеннями насамперед обумовлений простою геометрією і симетрією таких включень, що робить теоретичний аналіз дифракції ЕМ-хвиль на композитних матеріалах з такими включеннями найбільш простими з точки зору крайових задач математичної фізики. Ось чому перші НВЧ-наближення для ефективних параметрів таких середовищ з'явилися значно раніше народження терміна "метаматеріал" і, як правило, відносяться до випадку використання

діелектричних включень, наприклад, [122, 123]. Основним недоліком більшості таких робіт є відсутність урахування частотної залежності для виразів ефективних параметрів середовища. Пізніше інтерес до композитів зі сферичними включеннями зріс у зв'язку з можливістю отримання малих значень ефективної відносної діелектричної проникності, [124], а тому і малих значень ефективного коефіцієнта заломлення. Трохи раніше, [125], була теоретично обґрунтована можливість отримання негативних значень ефективної діелектричної проникності середовища, що складається з періодично впорядкованих в просторі металевих проводів, що також посилює інтерес науковців до композитів із циліндричними включеннями.

Інтерес до включень у вигляді кільцевих резонаторів з прорізом зумовлений тим фактом, що композити з включеннями такої геометрії дозволяють отримати негативні значення ефективної відносної магнітної проникності [121, 126].

Популярність метаматеріалів із включеннями у вигляді кільцевих резонаторів з прорізом, вбудованих періодично в ізотропну діелектричну матрицю, дозволили синтезувати подвійний негативний метаматеріал. Елементарна комірка такого метаматеріалу складається з металевого стержня і кільцевого резонатора з прорізом, рис. 1.6. Перша експериментальна демонстрація такого метаматеріалу (або, як іноді кажуть, матеріалу Веселаго) була здійснена в 2001 році групою професора Сміта з університету Каліфорнії (Сан Дієго), [127].



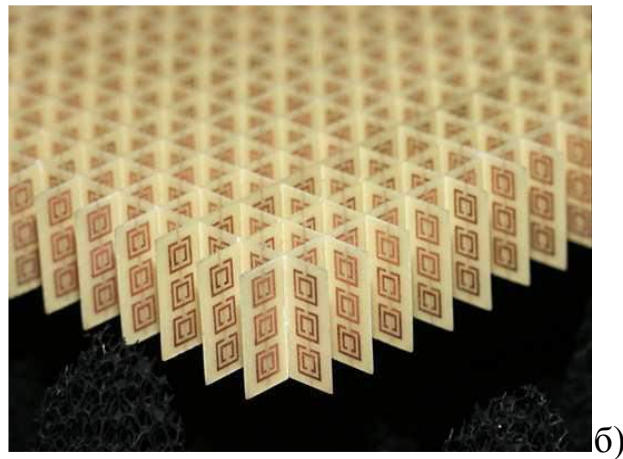


Рис. 1.6. До питання про практичну реалізацію матеріалу Веселаго:
а) 1-D реалізація; б) 2-D реалізація

Можливість отримання (у деякому діапазоні частот) від'ємних значень дійсної частини комплексного ефективного коефіцієнта заломлення для метаматеріалів з елементарною коміркою, що складається з комбінації металевих стержня і кільцевого резонатора з прорізом, дозволяє також припустити можливість використання таких метаматеріалів для отримання ультранизьких значень дійсної частини комплексного ефективного коефіцієнта заломлення у деякому діапазоні частот (див. рис. 1.7), наприклад, [126]. Проте метаматеріали з ультранизьким ефективним коефіцієнтом заломлення і негативними значеннями дійсної частини відносної магнітної проникності можуть бути також отримані без використання кільцевого резонатора з прорізом, що має досить складну геометрію. Як буде показано в даній дисертаційній роботі, для отримання таких матеріалів в НВЧ-діапазоні досить використання сферичних металевих і / або циліндричних металевих включень за певних умов: включення повинні бути виготовлені з металевих феромагнітних матеріалів, частково або повністю намагнічених зовнішнім постійним магнітним полем. Даний результат був передбачений за допомогою чисельного моделювання в роботі [128] на випадок середовища, що складається з періодично впорядкованих у просторі магнітних металевих проводів.

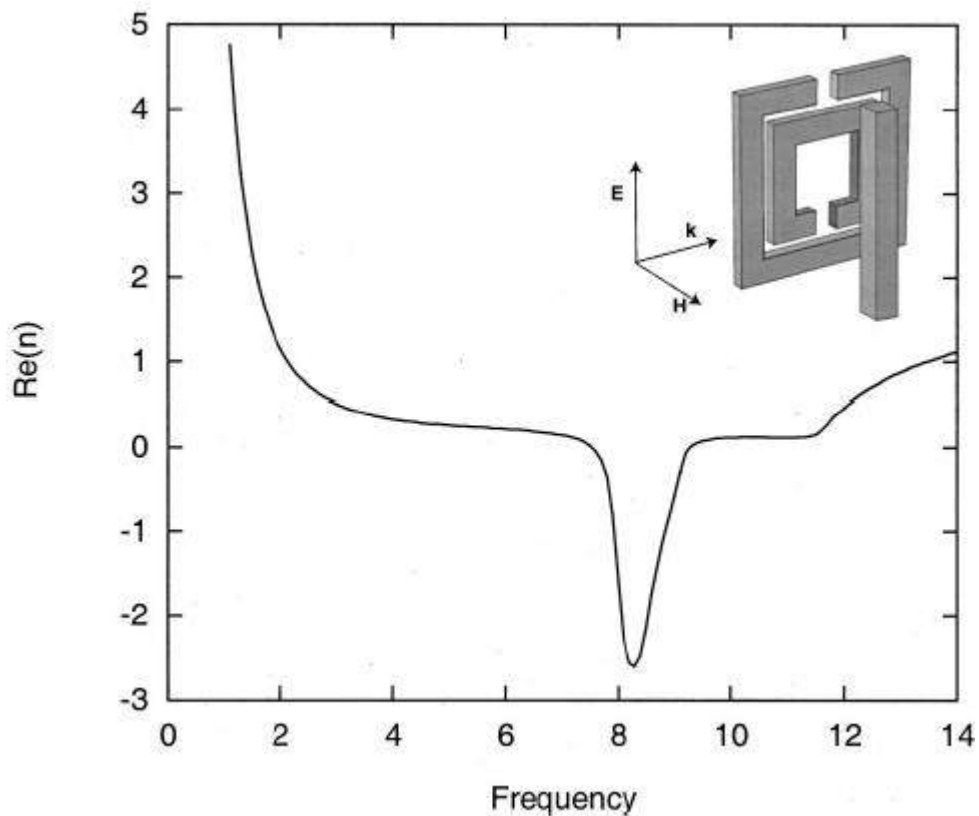


Рис. 1.7. Частотна залежність дійсної частини ефективного коефіцієнта заломлення матеріалу Веселаго

Важливою особливістю математичних моделей, отриманих і досліджених у даній дисертаційній роботі, є те, що вирази для комплексних ефективних відносних проникностей розглянутих метаматеріалів враховують вид металу включення і практично не накладають обмежень на об'ємну частку металевих включень (metal volume fraction), у той час як більшість із вже існуючих моделей ефективних параметрів середовища розвинені на випадок дрібних включень з ідеального провідника. Єдиним жорстким обмеженням отриманих в дисертаційній роботі моделей є умова, згідно з якою включення суміжних елементарних комірок не повинні стикатися один з одним (у цьому випадку розглянуті композитні середовища вже не є штучними діелектриками). Крім того, у даній дисертації розглядаються виключно нерезонансні моделі середовищ, що, перш за все, забезпечено урахуванням достатнього рівня втрат за рахунок розгляду металів з високою провідністю в якості матеріалів для включень, а також за рахунок введення "додаткових" магнітних втрат, обумовлених введенням комплексної

ефективної намагніченості. При цьому необхідно зазначити, що отримані в дисертації математичні моделі враховують дисперсійний характер розглянутих метаматеріалів, тобто отримані НВЧ-наближення для елементів тензорів ефективних відносних проникностей є функціями частоти падаючої монохроматичної ЕМ-хвилі.

Дана дисертаційна робота присвячена теоретичному і експериментальному дослідженню ефективних електродинамічних параметрів двокомпонентних нерезонансних метаматеріалів (довжина хвилі в метаматеріалі значно більше за поперечні лінійні розміри включень) в НВЧ діапазоні та їх застосування до питань мініатюризації прямокутних мікросмужкових антен НВЧ-діапазону і поліпшення таких їх випромінювальних характеристик, як коефіцієнта посилення за потужністю і коефіцієнта корисної дії. Метаматеріали являють собою діелектричні ізотропні середовища / матриці з періодично вбудованими в них металевими включеннями циліндричної або сферичної форми.

У теоретичній частині дисертації окремо розглянуто випадки немагнітних і магнітних металевих включень. У другому випадку розглянуто феромагнітні метали, які можуть бути намагнічені зовнішнім постійним магнітним полем, причому окремо розглянуто два окремих підвипадки: 1) коли включення намагнічені до насичення; 2) коли включення намагнічені частково. У цій частині дисертації також наведено концепцію мінімізації прямокутних мікросмужкових антен НВЧ-діапазону з подальшим її апробуванням шляхом чисельного моделювання основних характеристик ближнього та далекого полів антен із використанням комерційного електромагнітного програмного забезпечення. У ході дослідження було також виявлено та проаналізовано кілька нових фізичних явищ.

В експериментальній частині дисертації наведено результати вимірювань комплексних ефективних діелектричної та магнітної проникностей метаматеріальних зразків із циліндричними металевими включеннями, виготовленими безпосередньо автором дисертації

(розглядалися як зразки з немагнітними, так із феромагнітними включеннями). Також у роботі представлено результати вимірювань спектрів S_{11} -параметра мікросмушкової антени, покритої метаматеріальними зразками з магнітними і немагнітними металевими включеннями та дійсних частин її комплексних ефективних відносних проникностей.

РОЗДІЛ 2

НВЧ-ТЕОРІЯ ЕФЕКТИВНОГО СЕРЕДОВИЩА ДЛЯ НЕМАГНІТНИХ ДВОКОМПОНЕНТНИХ МЕТАЛОДІЕЛЕКТРИЧНИХ МЕТАМАТЕРІАЛІВ

Як було зазначено в першому розділі даної роботи, ефективні ЕМ-відгуки нерезонансних двокомпонентних композитних матеріалів добре вивчені лише у випадку малих включень. Точніше кажучи, класичні теорії ефективного середовища, такі як теорія Максвелла-Гарнета (Maxwell-Garnett theory), [129] і теорія Бругмана (Bruggeman theory), [130] або їх модифікації, наприклад [74, 122, 131, 132], зазвичай забезпечують достатню точність в описі ефективних ЕМ-відгуків композитних матеріалів при слабких матеріальних контрастах матриці і включень, але є малопридатними при сильних контрастах компонент матеріалів, [133]. Найбільш яскравим прикладом такого контрасту є випадок з великими об'ємними частками F металевих включень ($F \geq 0,25$).

Урахування включень із досить великими об'ємними частками може бути здійснене з достатнім ступенем точності при використанні узагальненої теорії ефективного середовища (Generalized Effective Medium Theory) [134-138], яка модифікує теорію Бругмана за рахунок введення підгінних параметрів s , t и A_ε :

$$(1-F) \frac{(i\omega\varepsilon_0\varepsilon_m)^{1/s} - (i\omega\varepsilon_0\varepsilon_{eff})^{1/s}}{(i\omega\varepsilon_0\varepsilon_m)^{1/s} + A_\varepsilon(i\omega\varepsilon_0\varepsilon_{eff})^{1/s}} + F \frac{\sigma_i^{1/t} - (i\omega\varepsilon_0\varepsilon_{eff})^{1/t}}{\sigma_i^{1/t} + A_\varepsilon(i\omega\varepsilon_0\varepsilon_{eff})^{1/t}} = 0, \quad (2.1)$$

де ω – кутова частота падаючої ЕМ-хвилі, ε_0 – діелектрична проникність вакууму, ε_m – відносна діелектрична проникність матеріалу матриці, σ_i – питома провідність матеріалу включень, ε_{eff} – відносна ефективна діелектрична проникність композиту. Вираз (2.1) являє собою вираз узагальненої теорії ефективного середовища для ефективного електричного відгуку. А відповідно формула узагальненої теорією ефективного

середовища для ефективного магнітного відгуку, що аналогічна формулі (2.1), може бути записана в наступному вигляді [139]:

$$(1-F) \frac{(\mu_m)^{1/s^*} - \mu_{eff}^{1/s^*}}{(\mu_m)^{1/s^*} + A_\mu \mu_{eff}^{1/s}} + F \frac{\mu_i^{1/t^*} - \mu_{eff}^{1/t^*}}{\mu_i^{1/t^*} + A_\mu \mu_{eff}^{1/t^*}} = 0, \quad (2.2)$$

де μ_0 – магнітна проникність вакууму, μ_m – відносна магнітна проникність матеріалу матриці, μ_i – відносна магнітна проникність матеріалу включень, s^* , t^* и A_μ – відповідні підгінні параметри, μ_{eff} – відносна ефективна магнітна проникність композиту.

Складність у підборі підгінних параметрів у виразах, типу рівностей (2.1)-(2.2), сильно ускладнює застосування модифікованої теорії Бругмана. Те ж саме можна сказати і про апроксимації ефективних відгуків двокомпонентних композитів лоренціаном [140], особливо якщо лоренціан містить два і більше полюси. Тому на даному етапі використання теорії ефективного середовища потрібно отримати нові вирази для ефективних параметрів двокомпонентних композитів, які б із достатнім ступенем точності описували ефективні ЕМ-відгуки цих композитів при досить великих об'ємних частках металевих включень.

У даній дисертаційній роботі в якості первинної ЕМ-хвилі буде розглядатися тільки плоска монохроматична хвиля.

2.1. Ефективні властивості метаматеріального середовища з немагнітними циліндричними включеннями

2.1.1. Ефективні проникності метаматеріалів з циліндричними включеннями

Розглянемо двомірне композитне середовище у вигляді безмежного ізотропного діелектрика з періодично вбудованими в нього немагнітними металевими круговими циліндрами нескінченної довжини. Розглядаючи дану композитну середу як нерезонансне метаматеріальне безмежне середовище

(довжина хвилі у метаматеріалі більше чотирьох довжин поперечних лінійних розмірів включень), виділимо її елементарну комірку у вигляді, представленому на рис. 2.1, де a – її стала, а r – радіус включень. На цьому рисунку схематично представлені перетини середовища площинами xOy , xOz , yOz .

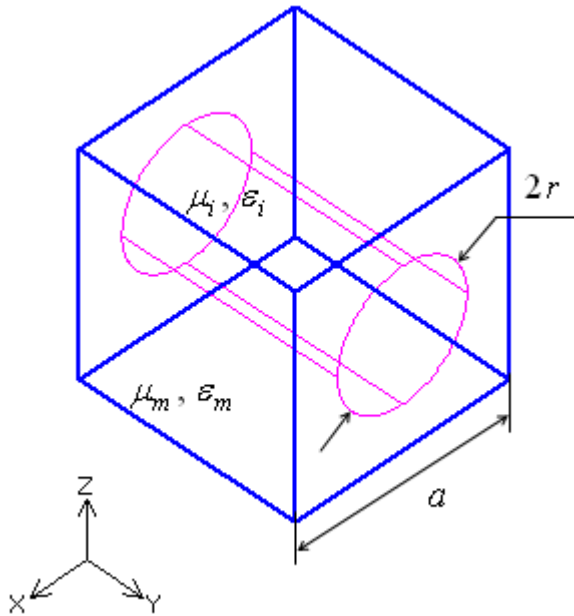


Рис. 2.1. Елементарна комірка безмежної двокомпонентного метаматеріального середовища з циліндричними включеннями

У даному розділі буде розглянуто тільки розповсюдження хвиль у напрямку, перпендикулярному до вісі включень. Тоді, виходячи з симетрії розглянутого метаматеріального середовища, визначимо структуру тензорів ефективних діелектричної і магнітної проникностей відповідно у вигляді:

$$\hat{\varepsilon}_{eff}^{cyl} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon^{cyl} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy}^{cyl} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon^{cyl} \end{bmatrix}, \quad (2.3)$$

$$\hat{\mu}_{eff}^{cyl} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu^{cyl} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy}^{cyl} & 0 \\ 0 & 0 & \mu^{cyl} \end{bmatrix}, \quad (2.4)$$

де матричний елемент ε^{cyl} відомий на випадок E -поляризації для тонких, ідеально проводячих циліндрів [141]. Проте даний випадок не являє особливого інтересу на випадок великих об'ємних часток металевих включень, оскільки вектор напруженості електричного поля є паралельним осі включень, тому і проходження ЕМ-хвилі крізь середовище практично відсутнє за умови великих об'ємних часток металу, оскільки хвиля майже повністю згасає в середовищі (енергія хвилі майже повністю переходить у Джоулеве тепло). Тому в даному розділі буде знайдено вираз тільки для елемента ε^{cyl} лише на випадок H -поляризації. Отримуючи з рівнянь Максвелла хвильові рівняння для напруженості електричного або магнітного полів, можна показати, що вираз для коефіцієнта заломлення матиме вигляд, що залежить лише тільки від тензорних елементів ε^{cyl} и μ_{yy}^{cyl} :

$$n = \sqrt{\varepsilon^{cyl} \cdot \mu_{yy}^{cyl}}. \quad (2.5.1)$$

Тому метою даного підрозділу є отримання НВЧ-наближень для тензорних елементів ε^{cyl} и μ_{yy}^{cyl} для безмежного метаматеріального середовища, що розглядається для H -поляризованої первинної плоскої хвилі.

Для отримання НВЧ-наближення для елемента ε^{cyl} використовуємо результати робіт [123, 142], в яких розглядається двомірне композитне середовище у вигляді безмежного ізотропного діелектрика з періодично вбудованими в нього діелектричними круговими циліндрами нескінченної довжини. Для моделювання значень відносної діелектричної проникності металу в даній дисертаційній роботі використовується модель Друде [143], тобто:

$$\varepsilon_i(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau)}, \quad (2.6)$$

де $\omega_p^2 = ne^2/m\varepsilon_0$ – плазмова частота, n – концентрація електронів, e – заряд електрона, m – маса електрона, τ – зворотній час релаксації. Таким чином, з огляду на відповідні дипольні наближення робіт [123, 142], матимемо вираз для НВЧ-наближення елемента ε^{cyl} :

$$\varepsilon^{cyl} = 1 - \frac{2F_\xi}{\frac{1+b_e}{1-b_e} + F_\xi}, \quad (2.7)$$

де $F_\xi = \pi r^2/a$ – об'ємна частка циліндричних металевих включень, $b_e = \varepsilon_i/\varepsilon_m$, а значення для ε_i обчислюються за допомогою рівності (2.6).

Оскільки в даній дисертації розглядаються матеріали з високою провідністю, то тут і далі буде використано наступне наближення виразу (2.6), [144]:

$$\varepsilon_i(\omega) = \frac{\sigma}{i\omega\varepsilon_0}, \quad (2.8)$$

де σ – питома провідність матеріалу включень.

Для отримання НВЧ-наближення для елемента μ^{cyl} використовуємо підхід роботи [145]. Нехай H_0 – компонента вектора напруженості магнітного поля падаючої ЕМ-хвилі, паралельна осі циліндрів. Також нехай j – величина струму на одиницю довжини, рис. 2.2, тобто ток має ту ж саму розмірність, що і H_0 . Тоді компонента вектора напруженості магнітного поля всередині циліндрів буде визначатися виразом, [145]:

$$H = H_0 + (1 - F_\xi) \cdot j. \quad (2.9)$$

Тоді вираз для електрорухомої сили (ЕРС) навколо кола одного циліндра з урахуванням матеріального рівняння $B = \mu_m \mu_0 H$ матиме вигляд:

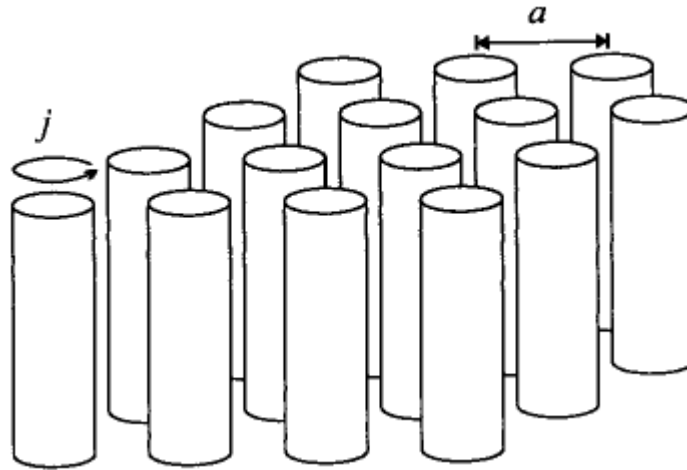


Рис. 2.2. Нескінченно довгі металеві кругові циліндри, періодично вбудовані в безмежне ізотропне магнітодіелектричне середовище

$$\mathcal{E}DC = -\mu_m \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \int_S (H_0 + [1 - F_\xi] j) ds - \oint_L j \delta dl, \quad (2.10)$$

де інтегрування в поверхневому інтегралі проводиться у поперечному перетині включення, яке вважатимемо незмінним уздовж осі циліндрів і рівним S , а інтегрування в другому інтегралі проводиться по контуру поперечного перетину циліндра з довжиною l ; δ – опір циліндричної поверхні, що припадає на одиницю площі.

Для матеріалів з високою провідністю глибина скін-шару незначна, тому величини H і j можна вважати практично незмінними і винести їх за знаки інтегрування у виразі (2.10). Більш того, з огляду на гармонічну залежність падаючого поля, можемо зробити таку заміну диференціального оператора в цьому ж виразі: $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\omega$. У результаті вираз (2.10) переписеться у такому вигляді:

$$\mathcal{E}DC = i\omega \mu_m \mu_0 (H_0 + [1 - F_\xi] j) S - j \delta \cdot l. \quad (2.11)$$

У стані рівноваги EPC скомпенсовано ($EPC=0$), що дозволяє отримати рівняння щодо струму j у вигляді:

$$j = -\frac{H_0}{1 - F_\xi + i \frac{\delta \cdot l}{\omega S \mu_m \mu_0}}. \quad (2.12)$$

Вираз для компоненти усередненого вектора магнітної індукції має вигляд:

$$B_{ave} = \mu_m \mu_0 H_0. \quad (2.13)$$

Значення компоненти усередненого вектора напруженості магнітного поля може бути обчислено за формулою, [145]:

$$H_{ave} = H_0 - F_\xi j. \quad (2.14)$$

Підставляючи вирази (2.12)-(2.14) в рівність $\mu_{eff} = B_{ave} / \mu_0 H_{ave}$, у результаті отримаємо НВЧ наближення для елемента μ_{yy}^{cyl} у вигляді:

$$\mu_{yy}^{cyl} = \mu_m \left(1 - \frac{F_\xi}{1 + i \delta \cdot l / \omega S \mu_m \mu_0} \right). \quad (2.15)$$

Остання формула є остаточним виразом для шуканого елемента μ_{yy}^{cyl} тензора (2.4). Для повного завдання даного елемента необхідно з'ясувати, як обчислювати опір циліндричної поверхні δ . У роботі [19] було використано наближення для δ , що не залежить від частоти ω :

$$\delta = \frac{1}{2\pi r \sigma}. \quad (2.16)$$

Для того, щоб отримати більш точне значення наближення для δ на випадок металевих циліндрів з високою провідністю, вираз

$$\lim_{\omega \rightarrow +\infty} \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{eff} \mu_{eff}}} = c, \quad (2.17.1)$$

(тут c – швидкість світла у вакуумі), перепишемо у вигляді наближеної рівності:

$$\varepsilon_{eff} \mu_{eff} \approx 1. \quad (2.17.2)$$

Далі, урахувачи, що $\delta \cdot l / \mu_m \mu_0 S \omega \ll 1$, розкладемо вираз $(1 + i \delta \cdot l / \mu_m \mu_0 S \omega)^{-1}$ з (2.15) у ряд Тейлора з точністю до другого члена малості по відношенню до мінімальної величини $\delta \cdot l / \mu_m \mu_0 S \omega$. У цьому випадку наближена формула (2.16) з урахуванням формул (2.7) і (2.17) може бути переписаний у такому вигляді:

$$\left(1 - \frac{2F_\xi}{(1+b_e)/(1-b_e) + F_\xi}\right) \mu_m \left(1 - F_\xi \left[1 - i \frac{\delta \cdot l}{\mu_m \mu_0 S \omega}\right]\right) = 1. \quad (2.18)$$

Вирішуючи рівність (2.18) відносно δ , після алгебраїчних перетворень отримаємо наступне наближення:

$$\delta(\omega) = \mu_0 \omega \frac{S}{l} \frac{(1 - \mu_m [1 - F_\xi])(1 + b_e) + (1 + \mu_m [1 - F_\xi])(1 - b_e) F_\xi}{i(1 + b_e - [1 - b_e] F_\xi) F_\xi}. \quad (2.19)$$

Відзначимо, що формулювання (2.19) при великих значеннях провідності з великим ступенем точності описує запропоноване в роботі [19] наближення для δ на випадок включень у вигляді кругових циліндрів ($S/l = r/2$, где r – радіус циліндрів), яке не залежить від частоти ЕМ хвилі і матеріальних властивостей матриці:

$$\lim_{\sigma \rightarrow +\infty} \left(\mu_0 r \omega \frac{(1 - \mu_m [1 - F_\xi])(1 + \varepsilon) + (1 + \mu_m [1 - F_\xi])(1 - \varepsilon) F_\xi}{i(1 + \varepsilon - [1 - \varepsilon] F_\xi) F_\xi} \right) = \frac{1}{2\pi r \sigma}. \quad (2.20)$$

Остання рівність формально може бути трактована як необхідна умова правильності наближення (2.19).

2.1.2. Ефективні оптичні властивості метаматеріалів з циліндричними включеннями

Нехай циліндричні включення являють собою кругові циліндри радіусу r . Умовно розіб'ємо пошарово досліджуване метаматеріальне середовище в напрямку розповсюдження ЕМ-хвилі і розглянемо один з таких нескінченних шарів окремо, рис. 2.3, який для визначеності назовемо елементарним, оскільки його поперечний розмір дорівнює постійній елементарній комірці метаматеріального середовища.

Нехай хвильовий вектор первинної ЕМ-хвилі спрямований уздовж осі x , вектор напруженості електричного поля спрямований уздовж осі z , а вектор напруженості магнітного поля спрямований уздовж осі y .

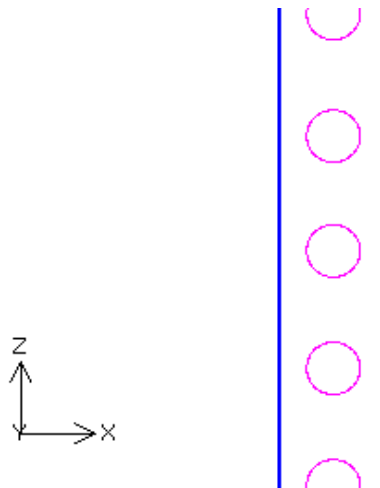


Рис. 2.3. Елементарний шар

Оскільки зазвичай при вимірах проникностей матеріалів використовуються двовірні нескінченно довгі моделі середовища (див., наприклад, роботу [81]), то значний інтерес представляє питання, як

змінюються ефективні параметри двовимірної безмежної метаматеріальної моделі, що складається з одного, двох і т.д. елементарних шарів у порівнянні з ефективними параметрами даного безмежного метаматеріального середовища. З цією метою в даній дисертаційній роботі було виконано чисельні розрахунки комплексних ефективних проникностей відповідних двовимірних безмежних структур за допомогою комерційного FDTD (Finite Difference Time Domain) програмного забезпечення PLANC-FDTD, версія 6.2 (розроблена Information and Mathematical Science Laboratory Inc.) і порівнянні зі значеннями ефективних проникностей безмежного метаматеріального середовища, які обчислювалися за формулами (2.7) і (2.15). Це програмне забезпечення було використано для чисельного визначення комплексних S-параметрів двовимірних безмежних структур, які потім використовувалися для перерахунку ефективних проникностей структур за допомогою математичної моделі, запропонованої в роботі [81] (дана модель буде коротко розглянута в третьому розділі дисертації). Отримані таким чином комплексні ефективні проникності двовимірних безмежних структур представлені в табл. 2.1-2.2 як функції об'ємної частки металевих включень і числа елементарних шарів. Також у передостанньому стовпці табл. 2.2 з назвою "infinity" представлені комплексні ефективні проникності розглянутого безмежного метаматеріального середовища (як функції об'ємної частки металевих включень), обчислені з використанням аналітичних виразів (2.7) і (2.15), а в останніх стовпцях представлені ті ж самі вирази на випадок наближення для δ , використаного в роботі [19], тобто опосередком рівності (2.16). Всі розрахунки проводилися для мідних включень на лінійній частоті $f = 1$ ГГц на випадок "повітряної" матриці ($\varepsilon_m = 1$, $\mu_m = 1$) з постійною елементарної комірки $a = 10^{-3}$ м. Така матриця була обрана, щоб уникнути втрат в діелектрику.

У табл. 2.3 і табл. 2.4 представлені, відповідно, діелектричні і магнітні втрати (тут і далі під втратами у дисертації будуть матися на увазі тангенс кутів відповідних втрат) для тих же самих ефективних параметрів, а в табл.

2.5 представлені відповідні значення комплексного ефективного коефіцієнта заломлення (стовпець "infinity" табл. 2.4-2.5 відповідає моделям для ефективних магнітної проникності і коефіцієнта заломлення, обчислених за допомогою виразів (2.19)).

Для наочності дійсні частини ефективної відносної діелектричної проникності та ефективної відносної магнітної проникності метаматеріального середовища як функцій металевої об'ємної частки відображені на рис. 2.4 і рис. 2.5, відповідно. Графіки залежностей діелектричних і магнітних втрат від об'ємної частки металевих включень відображені на рис. 2.6 і рис. 2.7 відповідно, а на рис. 2.8 представлені графіки залежностей для дійсної частини ефективного коефіцієнта заломлення від об'ємної частки включень. Більш детальну інформацію для зазначених залежностей наведено в табл. 2.4-2.5, хоча вона і не додає нових результатів у порівнянні з даними, що наведено на рис. 2.4-2.8.

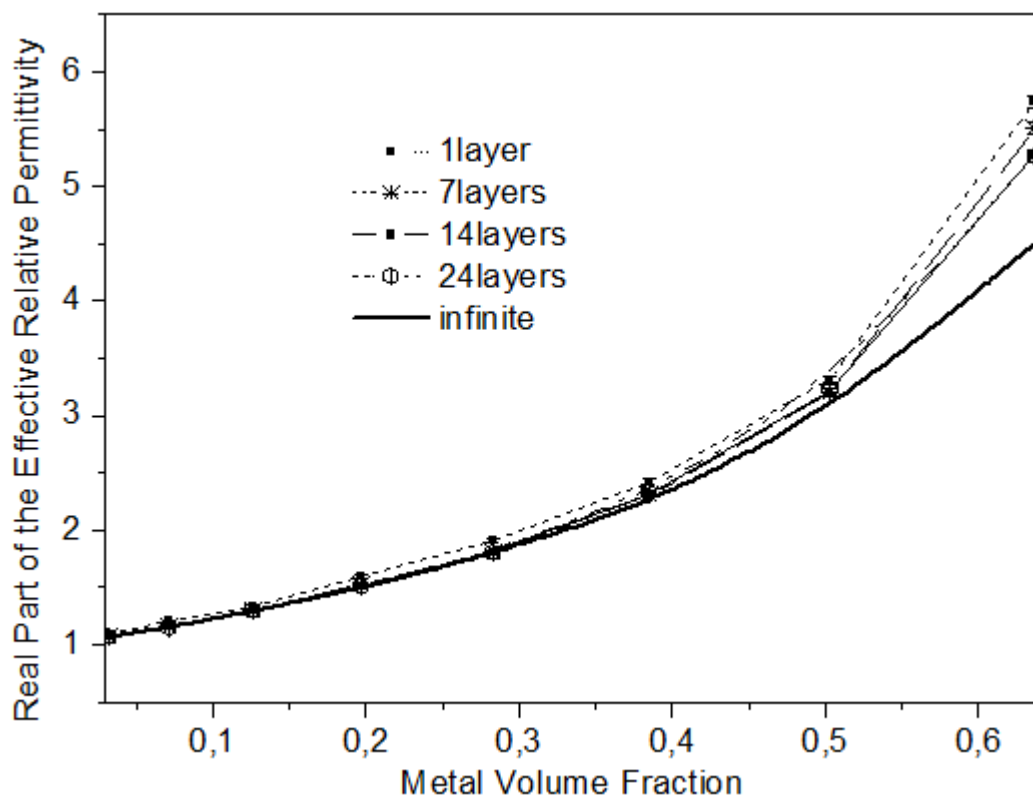


Рис. 2.4. Залежність дійсної частини ефективної відносної діелектричної проникності від об'ємної частки циліндричних включень

Таблиця 2.1

Значення ефективної відносної діелектричної проникності на частоті 1 ГГц: циліндричні включення

F_{ξ}	1 шар	3 шари	5 шарів	7 шарів	14 шарів	24 шари	Безмежна модель данної роботи
0,0314	1,0873 + 0,0176i	1,0794 + 0,0037i	1,0752 + 0,0028i	1,0721 + 0,0036i	1,0711 + 6,15e-04i	1,0721 + 0,0001i	1,0649 + 0,0001i
0,0707	1,204 + 0,0129i	1,1645 + 0,0088i	1,1604 + 0,0074i	1,1615 + 0,0047i	1,1546 + 0,0023i	1,1521 + 0,0007i	1,1459 + 0,0001i
0,1257	1,3339 + 0,0144i	1,3145 + 0,0158i	1,2983 + 0,0135i	1,2976 + 0,0067i	1,2959 + 0,0018i	1,2998 + 0,0002i	1,2917 + 0,0002i
0,1964	1,5903 + 0,0138i	1,5397 + 0,0265	1,5301 + 0,01482i	1,524 + 0,0056i	1,5101 + 0,0027i	1,507 + 0,0005i	1,4886 + 0,0002i
0,2827	1,9149 + 0,0064i	1,9068 + 0,0365i	1,8231 + 0,0053i	1,8115 + 0,0031i	1,811 + 0,0023i	1,8119 + 0,0031i	1,7949 + 0,0003i
0,3848	2,4205 + 0,0043i	2,3216 + 0,0214i	2,3195 + 0,0074i	2,31 + 0,0069i	2,3139 + 0,0016i	2,3217 + 0,0016i	2,2289 + 0,0006i
0,5027	3,3172 + 0,0191i	3,2067 + 0,008i	3,221 + 0,0074i	3,1974 + 0,0055i	3,2116 + 0,0036i	3,2416 + 0,0007i	3,0213 + 0,0011i
0,6362	5,7374 + 0,0152i	5,6445 + 0,0363i	5,6333 + 0,0437i	5,5087 + 0,0065i	5,2702 + 0,0005i	5,2678 + 0,001i	4,4971 + 0,0027i

Таблиця 2.2

Значення ефективної відносної магнітної проникності на частоті 1 ГГц: циліндричні вклучення

F_{ξ}	1 шар	3 шари	5 шарів	7 шарів	14 шарів	24 шари	Безмежна модель роботи [19]	Безмежна модель даної роботи
0,0314	0,9887 + 0,0015i	0,9799 + 0,0001i	0,9789 + 0,0013i	0,9826 + 0,0024i	0,9783 + 0,0001i	0,968 + 0,0012i	0,9688+ 0,0000001i	0,9702+ 0,0006i
0,0707	0,9793 + 0,0088i	0,9484 + 0,0015i	0,9438 + 0,0046i	0,9435 + 0,003i	0,9433 + 0,0002i	0,9407 + 0,0006i	0,9317+ 0,0000001i	0,9388 + 0,0006i
0,1257	0,9311 + 0,0068i	0,9042 + 0,0001i	0,8957 + 0,0001i	0,8936 + 0,0032i	0,8953 + 0,0014i	0,8939 + 0,0003i	0,8799+ 0,000001i	0,8911 + 0,0005i
0,1964	0,8856 + 0,0058i	0,8555 + 0,0041i	0,8514 + 0,0065i	0,8439 + 0,0012i	0,8388 + 0,0008i	0,8351 + 0,0005i	0,8037+ 0,000001i	0,8149 + 0,0006i
0,2827	0,7924 + 0,0014i	0,7521 + 0,0008i	0,756 + 0,0019i	0,7497 + 0,0014i	0,7388 + 0,0009i	0,7424 + 0,0022i	0,6981 + 0,000001i	0,7071 + 0,0007i
0,3848	0,69 + 0,002i	0,6555 + 0,0012i	0,6513 + 0,004i	0,6522 + 0,0004i	0,655 + 0,0005i	0,653 + 0,001i	0,6303 + 0,000001i	0,6396 + 0,0007i
0,5027	0,5672 + 0,0026i	0,5466 + 0,0011i	0,5425 + 0,0015i	0,5468 + 0,0004i	0,5418 + 0,00211i	0,5387 + 0,001i	0,517 +0,000001i	0,5231 + 0,0008i
0,6362	0,4834 + 0,0014i	0,4382 + 0,0008i	0,4365 + 0,0018i	0,4358 + 0,0019i	0,4281 + 0,0006i	0,4147 + 0,0015i	0,3639 +0,000001i	0,3894 + 0,001i

Таблиця 2.3

Значення діелектричних втрат на частоті 1 ГГц: циліндричні включення

F_{ξ}	1 шар	3 шари	5 шарів	7 шарів	14 шарів	24 шари	Безмежна модель даної роботи
0,0314	0,0162	0,0034	0,0026	0,0034	0,0006	0,0001	0,00004
0,0707	0,0107	0,0076	0,0064	0,0041	0,001	0,0007	0,0001
0,1257	0,0108	0,012	0,0104	0,0052	0,0014	0,0002	0,0001
0,1964	0,0087	0,0172	0,0097	0,0037	0,0018	0,0003	0,0001
0,2827	0,0034	0,02	0,0029	0,0018	0,0013	0,0002	0,0002
0,3848	0,0018	0,0092	0,0032	0,003	0,0007	0,0007	0,0003
0,5027	0,0057	0,0025	0,0023	0,0017	0,0011	0,0002	0,0004
0,6362	0,0027	0,0064	0,0078	0,0012	0,0001	0,0002	0,0005

Таблиця 2.4

Значення магнітних втрат на частоті 1 ГГц: циліндричні включення

F_{ξ}	1 шар	3 шари	5 шарів	7 шарів	14 шарів	24 шари	Безмежна модель роботи [19]	Безжна модель даної роботи
0,0314	0,0015	0,0001	0,0013	0,0024	0,0001	0,0012	0,0000001	0,0006
0,0707	0,009	0,0012	0,0049	0,0032	0,0002	0,0006	0,0000001	0,0006
0,1257	0,0073	0,0001	0,0001	0,0036	0,0016	0,0003	0,0000001	0,0006
0,1964	0,0066	0,0048	0,0076	0,0014	0,001	0,0006	0,0000001	0,0008
0,2827	0,0018	0,001	0,0025	0,0019	0,0012	0,003	0,0000001	0,001
0,3848	0,0029	0,0018	0,0061	0,0006	0,0008	0,0015	0,0000001	0,0011
0,5027	0,0046	0,002	0,0028	0,0007	0,0039	0,0019	0,0000001	0,0016
0,6362	0,0029	0,0018	0,0044	0,0044	0,0014	0,0036	0,0000001	0,0026

Таблиця 2.5

Значення дійсної частини ефективного коефіцієнта заломлення на частоті 1 ГГц: циліндричні включення

F_{ξ}	1 шар	3 шари	5 шарів	7 шарів	14 шарів	24 шари	Безмежна модель роботи [19]	Безмежна модель даної роботи
0,0314	1,0581	1,0432	1,0269	1,0241	1,0222	1,0202	1,0157	1,0164
0,0707	1,0859	1,051	1,0465	1,0468	1,0436	1,041	1,0333	1,0372
0,1257	1,1145	1,09	1,0784	1,0768	1,0771	1,0779	1,0661	1,0729
0,1964	1,1559	1,1236	1,1175	1,1164	1,1143	1,1145	1,0938	1,1014
0,2827	1,2166	1,1719	1,174	1,1654	1,1567	1,15977	1,1195	1,1266
0,3848	1,2923	1,2336	1,2291	1,2274	1,2311	1,2313	1,1854	1,194
0,5027	1,3717	1,324	1,3219	1,3223	1,3191	1,3215	1,2498	1,2572
0,6362	1,553	1,5035	1,5043	1,496	1,4994	1,4822	1,2793	1,3233

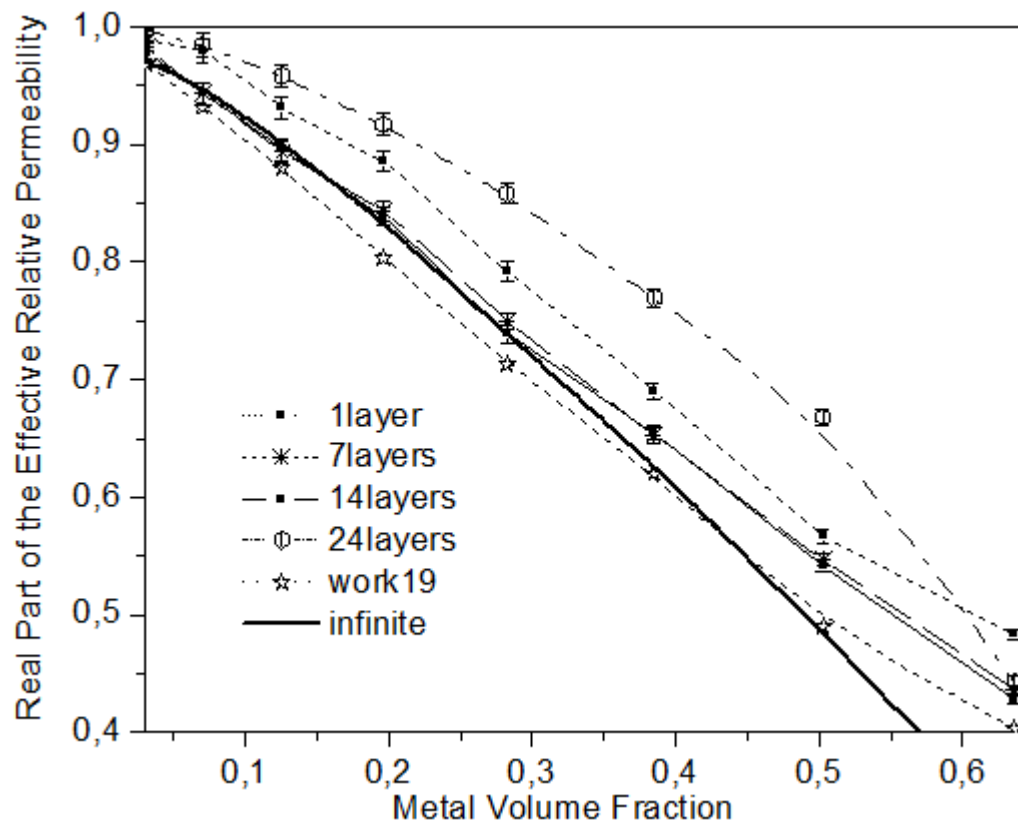


Рис. 2.5. Залежність дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності від об'ємної частки циліндричних включень

Як видно з табл. 2.1-2.5, рис. 2.4-2.5 і рис. 2.8, починаючи з певної кількості елементарних шарів (15-20 для даної геометрії елементарної комірки і частоти первинної хвилі), ефективні параметри двовірних безмежних структур можуть бути з достатнім ступенем точності описані ефективними параметрами безмежного метаматеріального середовища з тією ж самою геометрією елементарної комірки. Більш того, як показали чисельні FDTD-експерименти, кількість елементарних шарів метаматеріального шару, який приблизно описує безмежне метаматеріальне середовище, зменшується зі зменшенням об'ємної частки металу. У той же час математичні моделі для безмежного метаматеріального середовища на випадок наближення (2.16) для δ могли б бути з достатнім ступенем точності використані лише для опису дійсних частин ефективних параметрів, що не дозволяє використовувати представлені в роботі [19] моделі для опису втрат безмежного метаматеріального середовища з циліндричними включеннями, рис. 2.4-2.5. Крім того, отримана формула (2.19) для величини δ дозволяє описувати

втрати розглянутого безмежного метаматеріального середовища з достатнім ступенем точності, адекватно враховуючи при цьому порядок величини втрат.

З вищенаведених таблиць і графіків видно, що розглянуте метаматеріальне середовище та шаруваті композитні середовища, що складаються з одного й більше її елементарних шарів, характеризуються приростом ефективної діелектричної проникності ($\text{Re}(\varepsilon^{cyl}) > \varepsilon_m$) і діаманітною ефективною магнітною проникністю ($\text{Re}(\mu_{yy}^{cyl}) < \mu_m$). Перший ефект обумовлений виникненням досить великих ємностей між суміжними провідниковими включеннями в кожному елементарному шарі під впливом електричної компоненти падаючої ЕМ-хвилі. Ці ємності зростають з ростом об'ємної частки металу включень. Другий ефект (діаманетизм) є результатом вихрових струмів, індукованих у включеннях при впливі зовнішньої ЕМ-хвилі. Дійсно, сила Лоренца, що діє на електрони циліндричних включень, змушує їх циркулювати навколо включень (на їх поверхнях), формуючи, таким чином вихрові струми. Ці вихрові струми, потім, створюють індуковане магнітне поле, яке спрямоване протилежно напрямку магнітної компоненти поля падаючої ЕМ-хвилі. Очевидно, що зазначені ефекти не залежать від форми металевих включень, що буде видно за результатами наступного підрозділу, де розглядатимуться металеві включення сферичної форми.

Відзначимо, що приріст ефективної діелектричної проникності і діаманетизм ефективної магнітної проникності нелінійно посилюються зі зростанням об'ємної частки металу включень. При цьому дійсна частина ефективної діелектричної проникності може досягати великих значень, а дійсна частина ефективної магнітної проникності може досягати малих значень, коли суміжні включення наближаються один до одного. У той же час, як видно з табл. 2.3-2.4 і рис. 2.4-2.5, діелектричні і магнітні втрати розглянутих метаматеріальних середовищ залишаються досить малими при будь-яких значеннях об'ємної частки металу, що говорить про перспективи практичних застосувань даних середовищ.

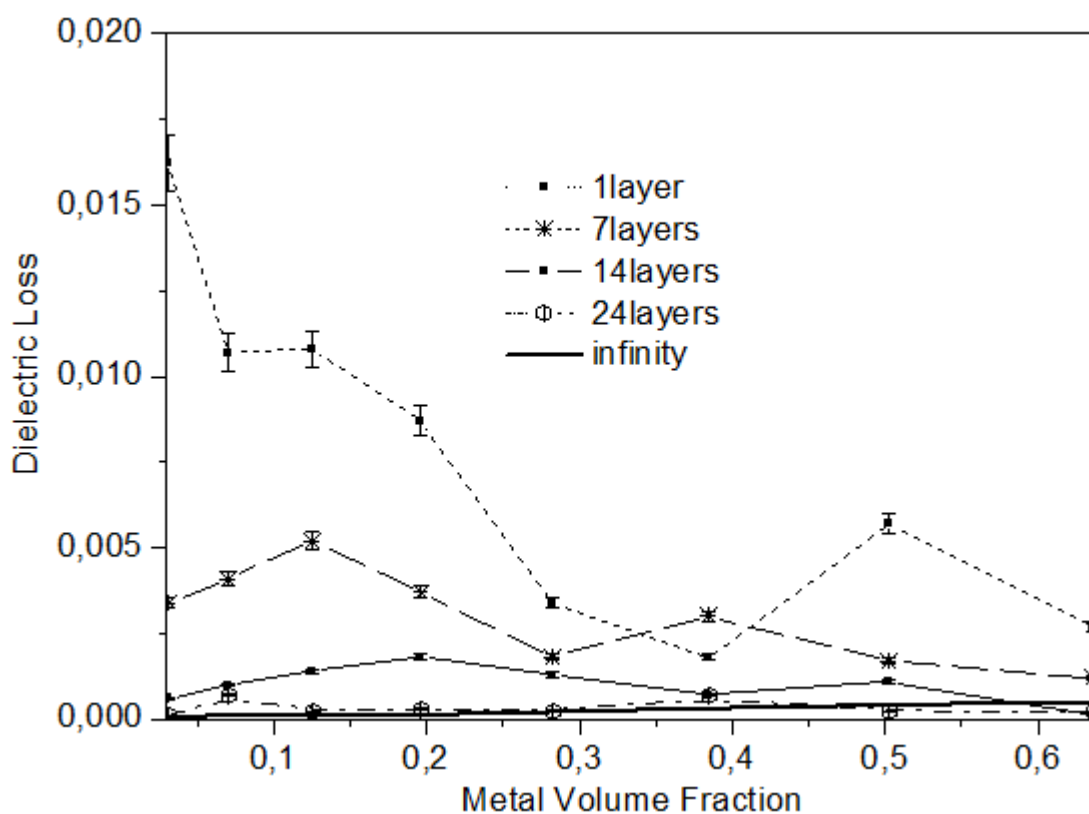


Рис. 2.6. Залежність діелектричних втрат від об'ємної частки циліндричних включень

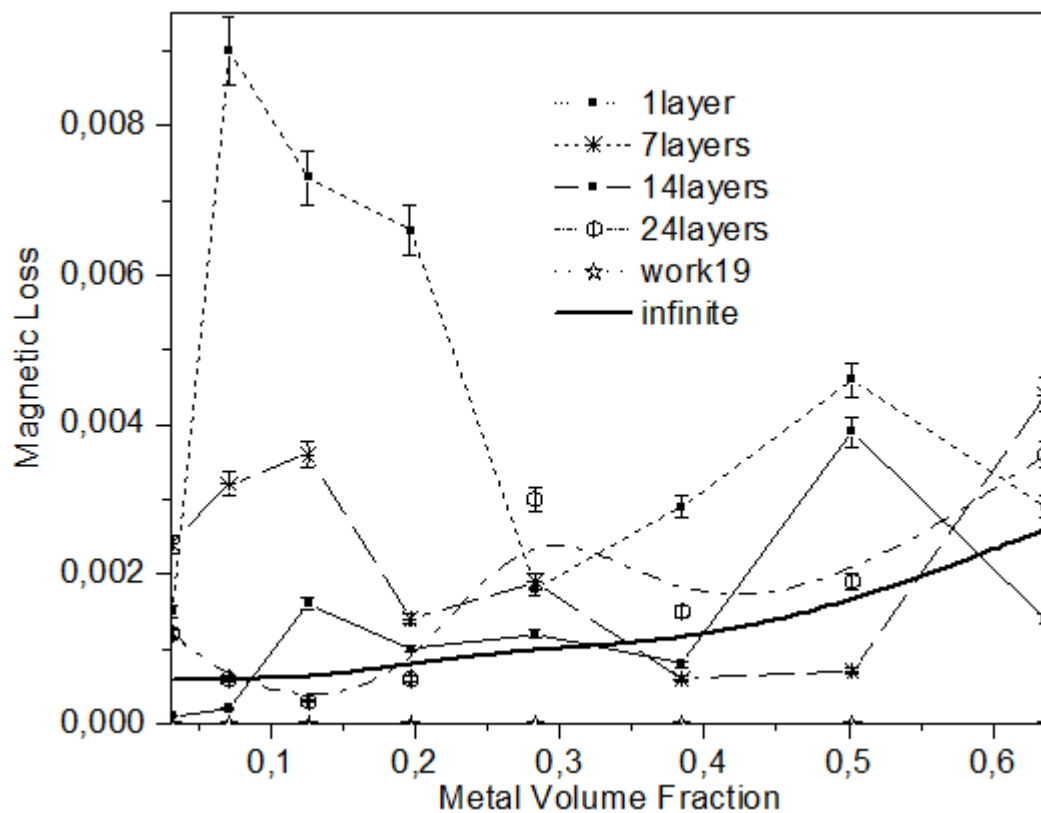


Рис. 2.7. Залежність магнітних втрат від об'ємної частки циліндричних включень

2.2. Ефективні властивості метаматеріального середовища з немагнітними сферичними включеннями

2.2.1. Ефективні проникності метаматеріалів зі сферичними включеннями

Розглянемо у цьому розділі трьохвимірне безмежне композитне середовище у вигляді безмежного ізотропного однорідного діелектрика з періодично вбудованими в нього немагнітними металевими сферами радіусу ρ . Розглядаючи дане композитне середовище як безмежне метаматеріальне середовище, гіпотетично, як це робилося у випадку циліндричних включень, виділимо в ньому елементарну комірку (як це показано на рис. 2.9), де a – її стала. На рис. 2.9 схематично представлені перетини середовища, що розглядається площинами xOy , xOz , yOz .

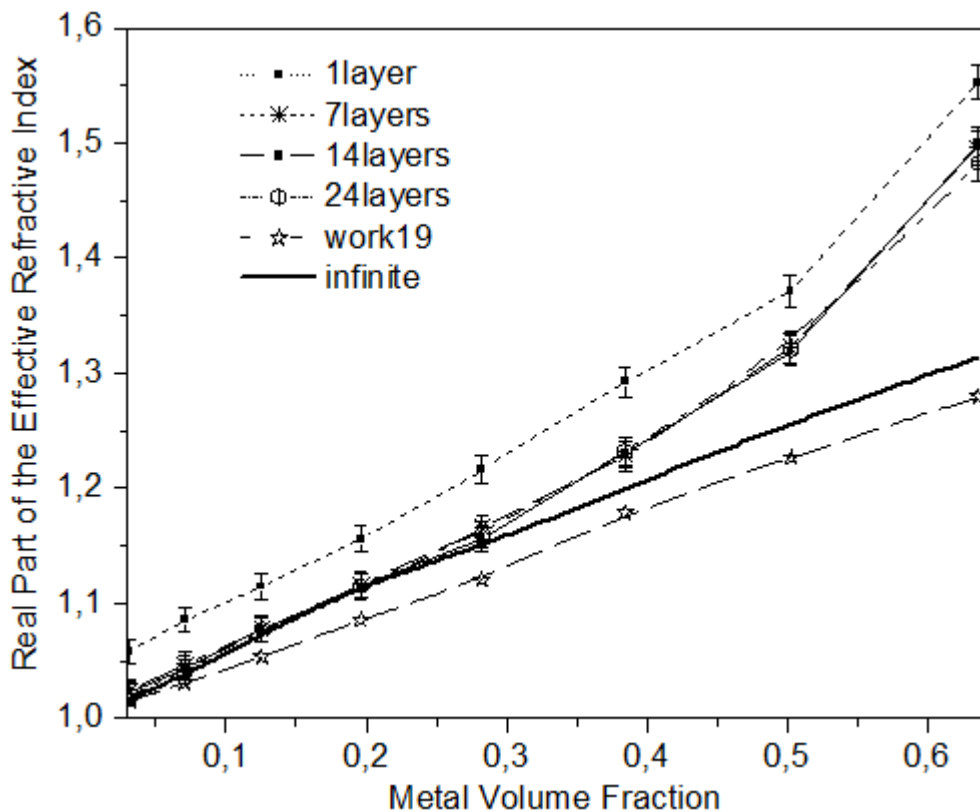


Рис. 2.8. Залежність дійсної частини ефективного коефіцієнта заломлення від об'ємної частки циліндричних включень

Виходячи з симетрії розглянутого метаматеріального середовища, визначимо структуру її тензорів ефективних діелектричної та магнітної проникностей відповідно у наступному вигляді:

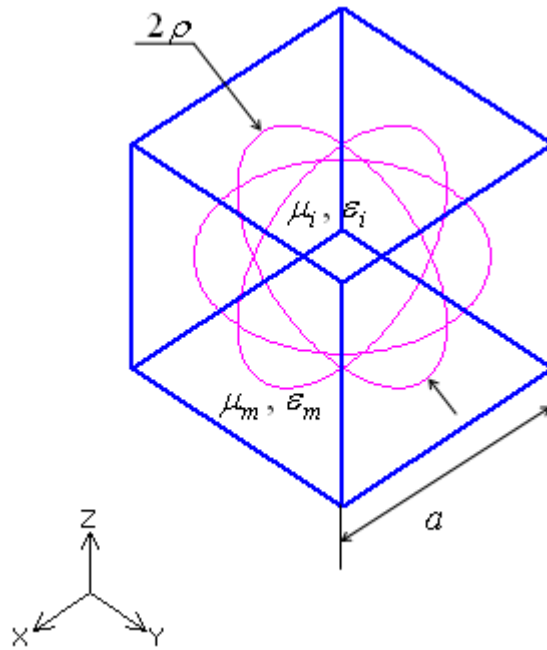


Рис. 2.9. Елементарна комірка безмежного двокомпонентного метаматеріального середовища зі сферичними включеннями

$$\hat{\varepsilon}_{eff}^{sph} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon^{sph} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon^{sph} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon^{sph} \end{bmatrix}, \quad (2.22)$$

$$\hat{\mu}_{eff}^{sph} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu^{sph} & 0 & 0 \\ 0 & \mu^{sph} & 0 \\ 0 & 0 & \mu^{sph} \end{bmatrix}. \quad (2.23)$$

НВЧ наближення для елементів ε^{sph} та μ^{sph} можуть бути отримані з використанням результатів роботи [144], де в якості виразів для елементів ε^{sph} та μ^{sph} обрані НВЧ-наближення для ефективних проникностей композитного середовища у вигляді безмежного ізотропного діелектрика з періодично вбудованими в нього діелектричними сферами:

$$\varepsilon^{sph} = 1 + \frac{3F_{\zeta}}{\frac{f(\theta) + 2/b_e}{f(\theta) - 1/b_e} - F_{\zeta}}, \quad (2.24)$$

$$\mu^{sph} = 1 + \frac{3F_{\varsigma}}{\frac{f(\theta) + 2b_m}{f(\theta) - b_m} - F_{\varsigma}}, \quad (2.25)$$

де

$$f(\theta) = \frac{2(\sin \theta - \theta \cos \theta)}{(\theta^2 - 1)\sin \theta + \theta \cos \theta}, \quad (2.26)$$

а $F_{\varsigma} = 4\pi\rho^3/3a^3$ – об'ємна частка сферичних металевих включень,

$$\theta = (\omega/c)\rho\sqrt{\varepsilon_i\mu_i}, \quad b_m = \mu_m/\mu_i.$$

Необхідно зауважити, що у випадку діелектричних включень з малою об'ємною часткою ($F_{\varsigma} < 0,2$) вирази (2.24)-(2.25) співпадають з наближеннями, які отримані у монографії [146]. Вони, фактично, є формулою Клаузиуса-Мосоті, відомою в статисті для ізотропних діелектриків [147], які утворені хаотично розповсюдженими частинками. Дійсно, якщо взяти наближення для $f(\theta)$, яке використано в [144] на випадок малих F_{ς} , то вираз (2.24) перепишеться у вигляді:

$$\frac{\varepsilon^{sph} - \varepsilon_m}{\varepsilon^{sph} + 2\varepsilon_m} = F_{\varsigma} \frac{\varepsilon_i - 2\varepsilon_m}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_m}, \quad (2.27)$$

У роботі [144] запропоновано вважати, що $\mu_i = 1$, що також і було прийнято в роботі [30]. Проте в даному випадку для більшої точності ми моделюємо відносну магнітну проникність μ_i з урахуванням магнітної поляризованості сферичних металевих включень під дією магнітної компоненти падаючої ЕМ-хвилі. Тоді згідно з результатами роботи [148]:

$$\mu_i = 1 - \frac{3}{8}\pi \left(1 - \frac{3}{s^2\rho^2} + \frac{3}{s\rho} \operatorname{ctg}(s\rho) \right), \quad (2.28)$$

$$\text{де } s = (1+i)\sqrt{2\pi\sigma\omega}/c.$$

2.2.2. Ефективні оптичні властивості метаматеріалів зі сферичними включеннями

Гіпотетично розіб'ємо пошарово на елементарні шари в напрямку розповсюдження ЕМ-хвилі розглянуте метаматеріальне середовище, як це робилося в попередньому підрозділі. За аналогією з випадком циліндричних включень, проведемо чисельно-аналітичне моделювання для сферичних включень. Отримаємо залежності, подібні залежностям, наведеним у табл. 2.1-2.5 і на рис. 2.4-2.8. Відповідні обчислення для тих же значень μ_m , ε_m , f , і a , що й у випадку циліндричних включень, наведені у табл. 2.6-2.10 і на рис. 2.10-2.14. При цьому у значення стовпці "infinity" в табл. 2.7, 2.9-2.10 відповідають випадку, коли $\mu_i = 1$.

З отриманих результатів можна бачити, що як для циліндричних, так і для сферичних включень має місце той же якісний результат: починаючи з певної кількості елементарних шарів (15-20 для даної геометрії елементарної комірки і частоти первинної хвилі), ефективні параметри двовірних безмежних структур можуть бути з достатнім ступенем точності описані ефективними параметрами відповідних безмежних метаматеріальних середовищ з тієї ж самою геометрією елементарної комірки. У той же час урахування магнітної поляризованості металевих включень за рахунок впливу гармонійної часової залежності падаючої ЕМ-хвилі за допомогою виразу (2.27) дає більш точну оцінку магнітних втрат досліджуваного метаматеріального середовища, - це підвищує точність розрахунків для діелектричних і магнітних втрат розглянутих метаматеріальних середовищ, що вельми важливо для фізико-технічних додатків.

Виходячи з останніх підсумків, важливо зауважити, що в разі сферичних включень, так само як і у випадку циліндричних включень (і з тих же причин: виникнення великих ємностей між суміжними провідниковими включеннями; виникнення вихрових струмів, індукованих у включеннях при впливі зовнішньої ЕМ-хвилі) спостерігається приріст значень ефективної відносної

діелектричної проникності ($\text{Re}(\varepsilon^{sph}) > \varepsilon_m$) і діамагнітна ефективна відносна магнітна проникність ($\text{Re}(\mu^{sph}) < \mu_m$), проте дані ефекти проявляються дещо слабкіше для сферичних включень, ніж для циліндричних, тому що для цього виду включень (для сферичних) значення об'ємної частки металу досягають менших значень. Остання причина також зумовлює і той факт, що в разі сферичних включень спостерігається незначний приріст значень ефективної відносної магнітної проникності, який зовсім не був виявлений у випадку циліндричних включень (див. табл. 2.2). Проте відповідні чисельні експерименти показують, що при зменшенні значень об'ємної частки металу з одночасним згущенням сітки в параметрах симулятора PLANC FDTD спостерігається незначний приріст значень ефективної відносної магнітної проникності і на випадок циліндричних включень. Такий приріст дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності є цілком логічним, - цей ефект зумовлений вищезгаданою магнітною поляризованістю включень під дією магнітної компоненти падаючої монохроматичної ЕМ-хвилі. Даний ефект вже був передбачений в роботі [139].

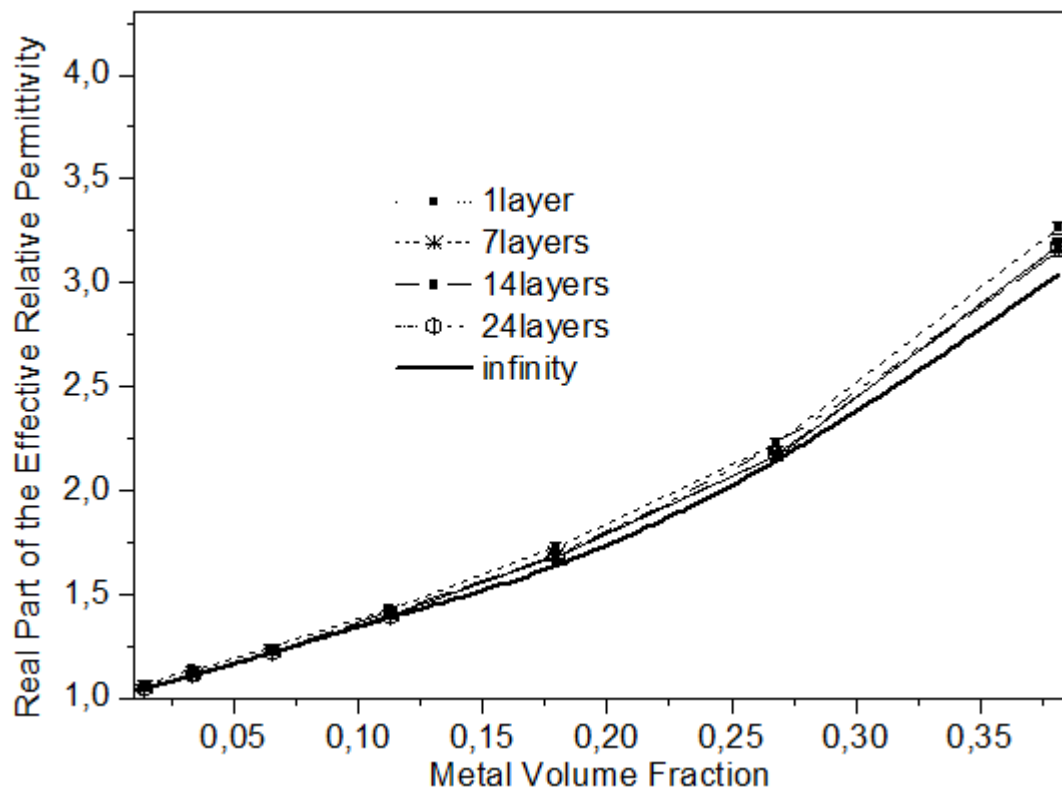


Рис. 2.10. Залежність дійсної частини ефективної відносної діелектричної проникності від об'ємної частки сферичних включень

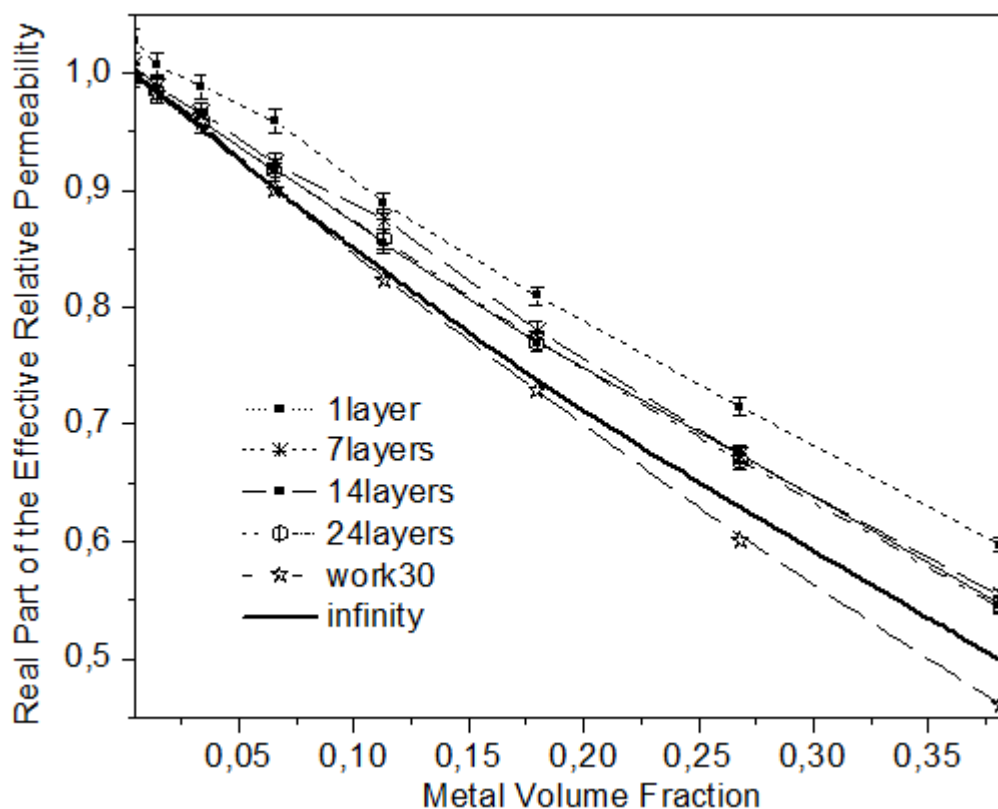


Рис. 2.11. Залежність дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності від об'ємної частки сферичних включень

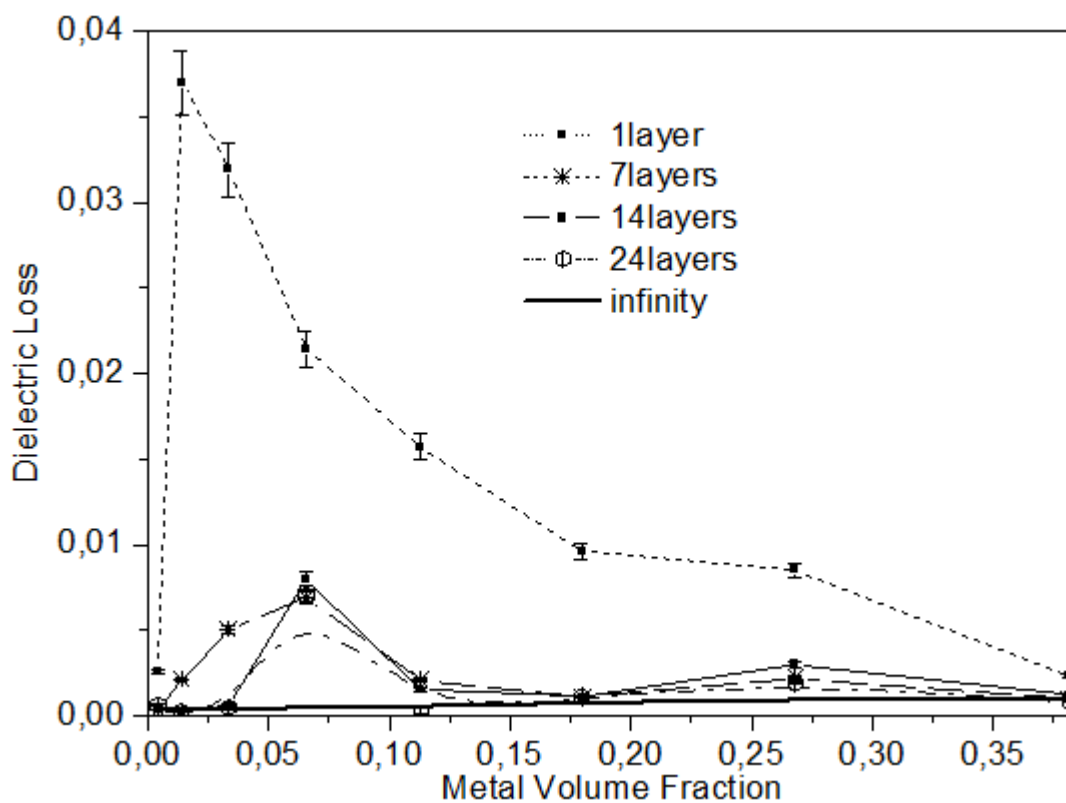


Рис. 2.12. Залежність діелектричних втрат від об'ємної частки сферичних включень

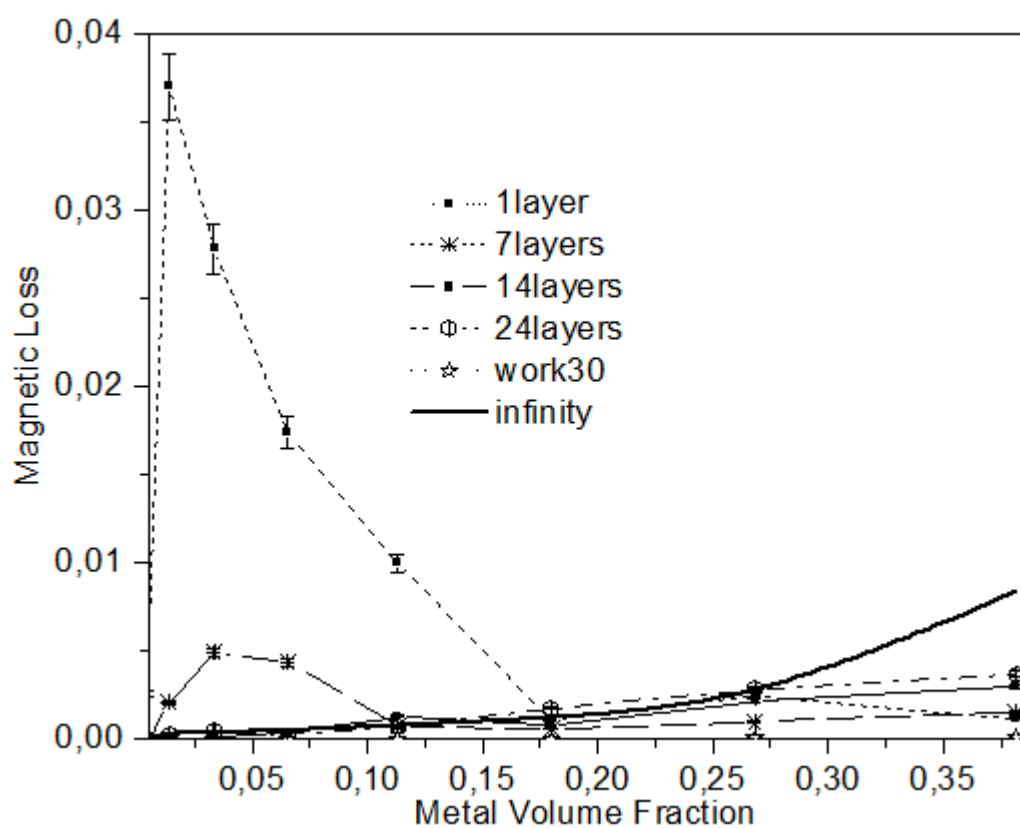


Рис. 2.13. Залежність магнітних втрат від об'ємної частки сферичних включень

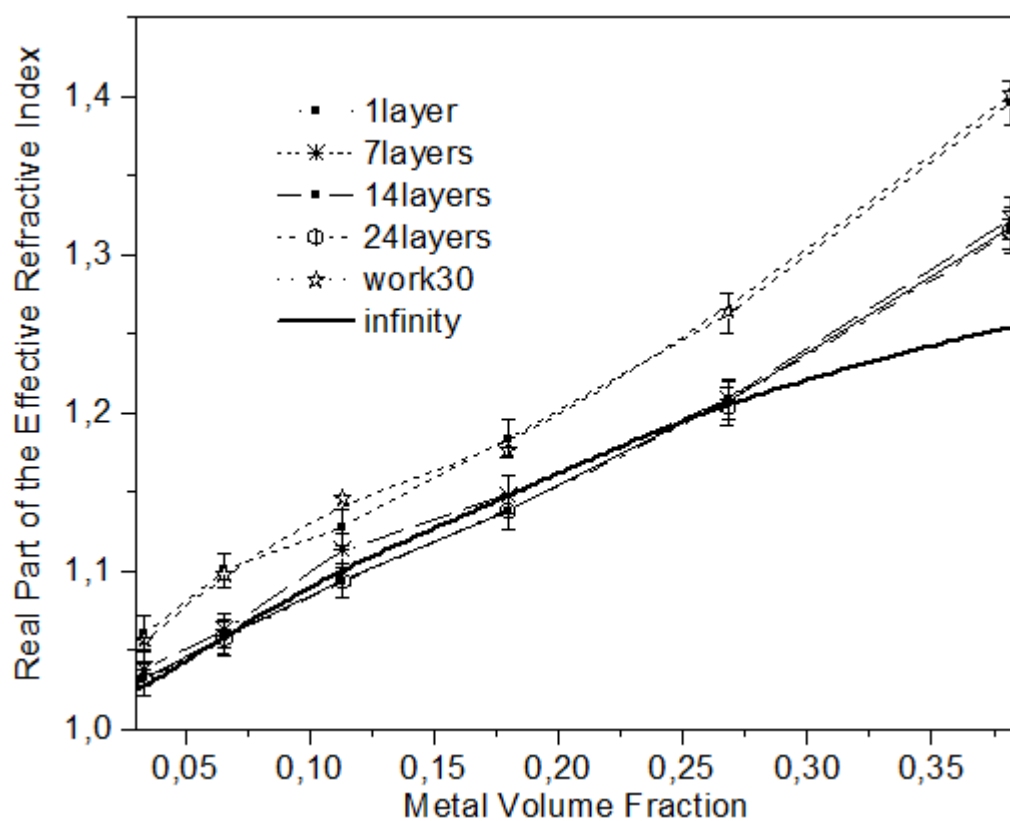


Рис. 2.14. Залежність дійсної частини ефективного коефіцієнта заломлення від об'ємної частки сферичних включень

Таблиця 2.6

Значення ефективної відносної діелектричної проникності на частоті 1 ГГц: сферичні включення

F_{ζ}	1 шар	3 шари	5 шарів	7 шарів	14 шарів	24 шари	Безмежна модель даної роботи
0,0042	1,046 + 0,0027i	1,0245 + 0,0023i	1,022+ 0,00001i	1,0246+ 0,00003i	1,0165 + 0,00003i	1,0153 +0,00005i	1,0147 + 0,0003i
0,0141	1,0688 + 0,0402i	1,0585 + 0,0068i	1,0514 + 0,003i	1,0473 + 0,0022i	1,0469 + 0,0002i	1,0469 + 0,0002i	1,0466 + 0,0004i
0,0335	1,1384 + 0,0365i	1,1239 + 0,011i	1,1146 + 0,0082i	1,1165 + 0,0055i	1,1109 + 0,000336i	1,1103 + 0,0005i	1,1035 + 0,0004i
0,0655	1,243 + 0,0269i	1,2319 + 0,0178i	1,2246 + 0,012i	1,2215 + 0,0084	1,2199 + 0,001i	1,21996+ 0,0006i	1,2196 + 0,0005i
0,1131	1,4312 + 0,0224i	1,4091 + 0,0263i	1,4013 + 0,0165i	1,3989 + 0,0029i	1,3948 + 0,0021i	1,3948 + 0,0002i	1,3907 + 0,0007i
0,1796	1,7308 + 0,0167i	1,6944 + 0,033i	1,6909 + 0,002i	1,6902 + 0,0018i	1,6832 + 0,0019i	1,6835 + 0,0019i	1,6216 + 0,0011i
0,268	2,2305 + 0,019i	2,1886 + 0,0311i	2,1779 + 0,0012i	2,1636 + 0,0047i	2,1639 + 0,007i	2,1702 + 0,0041i	2,1033 + 0,0019i
0,3817	3,263 + 0,0075i	3,2013 + 0,005i	3,179 + 0,0047i	3,1604 + 0,0029i	3,1739 + 0,0035i	3,1791 + 0,0025i	3,0388 + 0,0029i

Таблиця 2.7

Значення ефективної відносної магнітної проникності на частоті 1 ГГц: сферичні включення

F_{ζ}	1 шар	3 шари	5 шарів	7 шарів	14 шарів	24 шари	Безмежна модель роботи [30]	Безмежна модель даної роботи
0,0042	1,0274 + 0,0027i	1,0061 + 0,0014i	1,0042+ 0,00002i	1,0061+ 0,00002i	0,9981 + 0,000005i	0,997+ 0,000004i	0,997 + 0,000001i	0,999 + 0,00001i
0,0141	1,0062 + 0,0368i	0,997 + 0,0005i	0,9897 + 0,0009i	0,988 + 0,0008i	0,9848 + 0,0001i	0,9841 + 0,0003i	0,9824 + 0,000001i	0,9836 + 0,0004i
0,0335	0,9883 + 0,0294i	0,9734 + 0,0004i	0,9638 + 0,0045i	0,9652 + 0,0047i	0,959 + 0,0001i	0,9583 + 0,0005i	0,9576 + 0,00001i	0,9526 + 0,0004i
0,0655	0,959 + 0,0167i	0,9311 + 0,0028i	0,9224 + 0,0054i	0,923 + 0,004i	0,9172 + 0,0004i	0,9166 + 0,0002i	0,913 + 0,00001i	0,9203 + 0,0005i
0,1131	0,9 + 0,0091i	0,8715 + 0,0015i	0,866 + 0,0084i	0,8751 + 0,0006i	0,8552 + 0,0011i	0,8579 + 0,0005i	0,8237 + 0,00001i	0,8614 + 0,0007i
0,1796	0,8095 + 0,0009i	0,7852 + 0,0019i	0,7778 + 0,0015i	0,778 + 0,0004i	0,7686 + 0,0006i	0,7695 + 0,0014i	0,7297 + 0,00001i	0,7531 + 0,0009i
0,268	0,7152 + 0,0018i	0,6869 + 0,0071i	0,6784 + 0,0003i	0,6731 + 0,0006i	0,6747 + 0,0015i	0,6679 + 0,0019i	0,6011 + 0,00001i	0,6282 + 0,0013i
0,3817	0,5969 + 0,0007i	0,5539 + 0,0005i	0,5512 + 0,0008i	0,5536 + 0,0008i	0,5461 + 0,0021i	0,5435 + 0,002i	0,4612 + 0,0005i	0,4908 + 0,0041i

Таблиця 2.8

Значення діелектричних втрат на частоті 1 ГГц: сферичні включення

F_{ζ}	1 шар	3 шари	5 шарів	7 шарів	14 шарів	24 шари	Безмежна модель даної роботи
0,0042	0,0026	0,0023	0,0001	0,0003	0,0003	0,0006	0,0003
0,0141	0,037	0,0064	0,0029	0,0021	0,0002	0,0002	0,0004
0,0335	0,0319	0,0098	0,0074	0,005	0,0006	0,0005	0,0004
0,0655	0,0214	0,0145	0,0098	0,0069	0,008	0,007	0,0004
0,1131	0,0157	0,019	0,0118	0,0021	0,0015	0,0001	0,0005
0,1796	0,0096	0,0196	0,0019	0,0011	0,0011	0,0011	0,0007
0,268	0,0085	0,0143	0,006	0,0022	0,003	0,0019	0,0009
0,3817	0,0023	0,002	0,0016	0,001	0,0012	0,0008	0,001

Таблиця 2.9

Значення магнітних втрат на частоті 1 ГГц: сферичні включення

F_{ζ}	1 шар	3 шари	5 шарів	7 шарів	14 шарів	24 шари	Безмежна модель роботи [30]	Безмежна модель даної роботи
0,0042	0,0026	0,0014	0,00002	0,00002	0,00005	0,00006	0,000001	0,00001
0,0141	0,037	0,0005	0,0009	0,0021	0,0001	0,0003	0,000001	0,0004
0,0335	0,0278	0,0004	0,0047	0,0049	0,0001	0,0005	0,00001	0,0004
0,0655	0,0174	0,003	0,0059	0,0044	0,0004	0,0002	0,00001	0,0005
0,1131	0,01	0,0017	0,0097	0,0007	0,0013	0,0007	0,00001	0,0008
0,1796	0,0011	0,0024	0,0019	0,0006	0,0008	0,0018	0,00001	0,0012
0,268	0,0025	0,0104	0,0004	0,001	0,0022	0,0029	0,0001	0,0021
0,3817	0,0012	0,0009	0,0015	0,0015	0,003	0,0037	0,0001	0,0084

Таблиця 2.10

Значення дійсної частини ефективного коефіцієнта заломлення на частоті 1 ГГц: сферичні включення

F_{ζ}	1 шар	3 шари	5 шарів	7 шарів	14 шарів	24 шари	Безмежна модель роботи [30]	Безмежна модель даної роботи
0,0042	1,0491	1,0163	1,013	1,0086	1,0064	1,0045	1,0116	1,0068
0,0141	1,0537	1,0251	1,0229	1,0185	1,0164	1,0147	1,0282	1,0146
0,0335	1,0656	1,041	1,0348	1,0326	1,0338	1,0315	1,0567	1,0253
0,0655	1,0972	1,067	1,0619	1,0548	1,0602	1,0587	1,0976	1,0594
0,1131	1,1293	1,1052	1,1501	1,0975	1,0976	1,0973	1,1455	1,0945
0,1796	1,1896	1,1469	1,1022	1,1468	1,1421	1,1425	1,176	1,1057
0,268	1,2664	1,218	1,2134	1,2085	1,2161	1,2127	1,2643	1,1495
0,3817	1,39	1,327	1,3037	1,3132	1,3357	1,3315	1,4015	1,2213

2.3. Ефективні RLC-ланцюги двокомпонентних немагнітних метаматеріалів

При створенні композитів на основі двох і більше простих метаматеріалів, подібних до розглянутих у підрозділах 2.1 і 2.2, виявляється доцільним отримання виразів для всіх погонних елементів окремо для кожного такого метаматеріалу з використанням наявних наближень для їх ефективних параметрів. Такий підхід дозволяє моделювати ефективні параметри композитів з використанням методів теорії електричних ланцюгів.

Розглянемо спочатку метаматеріали підрозділу 2.1. Відповідно до елементарних комірок цих двох метаматеріалів логічним чином можна поставити відрізок довгої лінії довжиною a , що зображений на рис. 2.15, де L - погонна індуктивність двох суміжних проводів у межах однієї елементарної комірки, C - погонна ємність між двома суміжними проводами в межах однієї елементарної комірки, R - погонний опір між двома суміжними проводами в межах однієї елементарної комірки, G - погонна провідність матеріалу матриці в межах однієї елементарної комірки. Зазначимо, що R враховує втрати в проводах, ув той час як G враховує втрати в матриці.

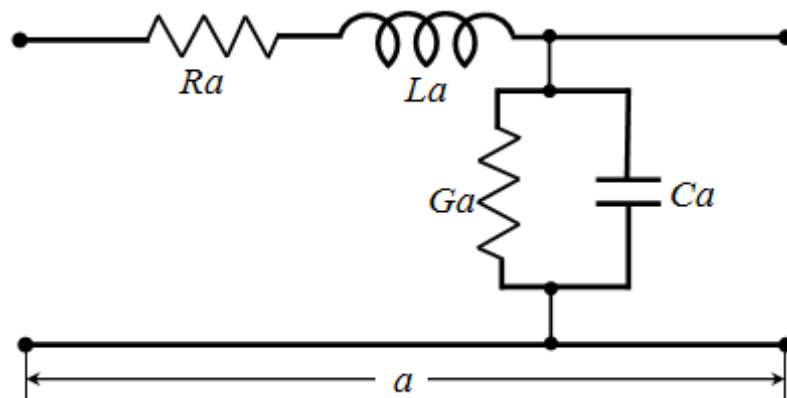


Рис. 2.15. Відрізок довгої лінії, еквівалентний елементарним коміркам метаматеріальних середовищ підрозділу 2.1

Як показано в роботі [83], комплексна постійна розповсюдження

$\gamma = \alpha + i\beta$ задовольняє рівності

$$\gamma = \sqrt{(R + i\omega L)(G + i\omega C)}. \quad (2.29)$$

Вирішуючи (2.29) відносно постійної послаблення α і фазової постійної β , дає

$$\left. \begin{aligned} \alpha^2 - \beta^2 &= RG - \omega^2 CL, \\ 2\alpha\beta &= \omega(LG + RC). \end{aligned} \right\}. \quad (2.30)$$

Припустимо, що в довгій лінії втрати не великі, тобто нехай: $R < \omega L$, $G < \omega C$. Тоді, розв'язуючи систему (2.30) щодо невідомої β і нехтуючи складовими третього порядку і вище щодо R і G , остаточно отримаємо для НВЧ-діапазону

$$\beta = \omega \sqrt{\left(C + \frac{G^2}{4\omega^2 C}\right) \left(L + \frac{R^2}{4\omega^2 L}\right)}. \quad (2.31)$$

З огляду на визначення фазової швидкості і коефіцієнта заломлення $v_{ph} = \omega/\beta = c/n_{eff}$, остаточно отримаємо:

$$\varepsilon_0 \varepsilon^{cyl} \mu_0 \mu_{yy}^{cyl} = \left(C + \frac{G^2}{4\omega^2 C}\right) \left(L + \frac{R^2}{4\omega^2 L}\right), \quad (2.32)$$

де ε^{cyl} визначається виразом (2.7), а μ_{yy}^{cyl} визначається виразом (2.15).

Наближення для C і L вже були отримані в роботі [73], до другого члена малості щодо R і G

$$\left. \varepsilon = \frac{C}{\varepsilon_0}, \quad \mu = \frac{L}{\mu_0} \right\} \quad (2.33)$$

де ε і μ - ефективні відносні діелектрична і магнітна проникності композитного середовища, відповідно розглянуті в роботі [73].

Порівнюючи вирази (2.32) і (2.33), остаточно отримаємо:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon^{cyl} &= \frac{1}{\varepsilon_0} \left(C + \frac{G^2}{4\omega^2 C} \right), \\ \mu_{yy}^{cyl} &= \frac{1}{\mu_0} \left(L + \frac{R^2}{4\omega^2 L} \right). \end{aligned} \right\} \quad (2.34)$$

Вирази (2.34) дозволяють нам отримати погонні параметри відрізка ефективної довгої лінії (див. рис. 2.15). Покажемо це. У роботі [83] отримано формули:

$$\left. \begin{aligned} G &= \frac{\sigma_m C}{\varepsilon_0 \varepsilon_m}, \\ R &= \sqrt{\frac{\omega \mu_0 \mu_i}{2\pi^2 r^2 \sigma_i}}, \end{aligned} \right\} \quad (2.35)$$

де σ_m – провідність матеріалу матриці. Підстановка (2.35) у формули (2.34) приводить до рівняння відносно невідомих C і L :

$$\left. \begin{aligned} 4\omega^2 C^2 (\varepsilon^{cyl})^2 - 4\omega^2 C \varepsilon^{cyl} + \frac{\sigma_m^2 C^2}{\varepsilon_0^2 \varepsilon_m^2} &= 0, \\ 4\omega^2 L^2 (\mu_{yy}^{cyl})^2 - 4\omega^2 L \mu_{yy}^{cyl} + \frac{\omega \mu_0 \mu_i}{2\sigma_i \pi^2 r^2} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.36)$$

Вирішення першого рівняння системи (2.36) відносно C і другого рівняння цієї ж системи відносно L , остаточно дозволяє отримати для шуканих C і L :

$$\left. \begin{aligned} C &= \frac{\varepsilon^{cyl}}{1 + \left(\frac{\sigma_m}{2\omega\varepsilon_0\varepsilon_m} \right)^2}, \\ L &= \frac{1}{2} \left(\mu_{yy}^{cyl} + \sqrt{(\mu_{yy}^{cyl})^2 - \frac{\mu_0\mu_i}{8\omega\sigma_i\pi^2r^2}} \right). \end{aligned} \right\} \quad (2.37)$$

Розглянемо тепер метаматеріальне середовище підрозділу 2.2. Для зручності в якості елементарної комірки будемо розглядати не модель, що зображена на рис. 2.9, а модель комірки з перетином у вигляді квадрата, у вершинах якого знаходяться по чверті за об'ємом включення.

З одного боку така модель елементарної комірки з використанням ефективної довгої лінії або ефективного RLC-ланцюга дозволяє враховувати ємнісний зв'язок суміжних включень, а з іншого боку обсяг матеріалу включення такого осередку збігається з об'ємом включення первісної моделі комірки (див. рис. 2.9).

У цьому випадку елементарну комірку зручно описувати ефективним RLC-ланцюгом, що зображено на рис. 2.16.

Згідно з результатами роботи [56], модель метаматеріалу у вигляді довгої лінії повинна задовольняти рівності

$$\varepsilon^{sph} \mu^{sph} = 1 + \frac{\sqrt{\mu^{sph}}}{2iZ_{tot}ka}, \quad (2.38)$$

де ε^{sph} описується рівністю (2.24), а μ^{sph} описується рівністю (2.25); Z_{tot} – повний імпеданс ланцюга (рис. 2.16), $k = \omega/c$ - хвильове число у вільному просторі.

З огляду на правила обчислення опору паралельно і послідовно з'єднаних резисторів, а також рівність, що аналогічна першій рівності системи (2.34), отримаємо:

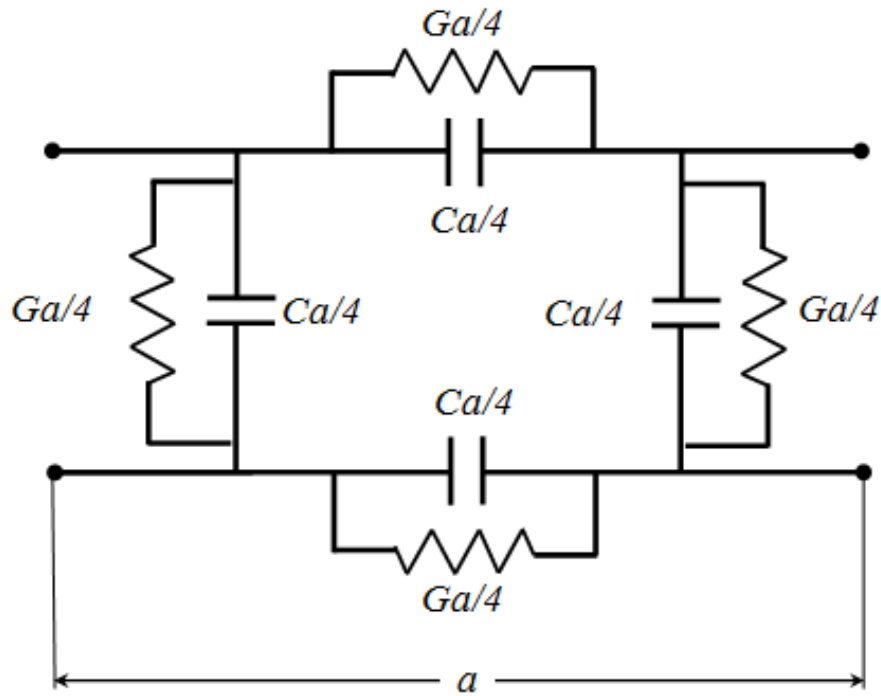


Рис. 2.16. RLC-ланцюг, еквівалентний елементарній комірці метаматеріального середовища підрозділу 2.2

$$Z_{tot} = G + i\omega C = \left(\frac{\sigma_m}{\varepsilon_0 \varepsilon_m} + i\omega \right) C. \quad (2.38)$$

Підставляючи вираз (2.38) у рівність (2.37) і вирішуючи отримане таким чином рівняння відносно C , остаточно будемо мати:

$$C = \sqrt{\frac{\mu^{sph}}{\varepsilon^{sph}}} \frac{i\varepsilon_0 \varepsilon_m}{(1 - \varepsilon^{sph} \mu^{sph})(\sigma_m + i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_m)\omega a}. \quad (2.39)$$

Таким чином, погонні параметри ефективного RLC-ланцюга елементарної комірки метаматеріалу, розглянутого в підрозділі 2.2, будуть описуватися рівністю (2.39) і першою рівністю (2.34).

2.4. Висновки до другого розділу

Композитні середовища у вигляді безмежного ізотропного однорідного діелектрика з періодично вбудованими в нього немагнітними металевими включеннями циліндричної і сферичної форм в НВЧ-діапазоні мають

наступні властивості:

1) приріст дійсної частини ефективної діелектричної проникності і діаманітна дійсна частина ефективної магнітної проникності, причому дані ефекти з більшою силою виявляються виключно у випадку циліндричних включень;

2) приріст дійсної частини ефективної діелектричної проникності та зменшення дійсної частини ефективної магнітної проникності відбуваються нелінійно зі зростанням об'ємної металевої частки включень;

3) дані середовища мають малі діелектричні і магнітні втрати у всьому діапазоні об'ємної металевої частки включень;

4) ефективні ЕМ-відгуки безмежного композитного середовища з достатнім ступенем точності описують ефективні ЕМ-відгуки середовищ, що складаються з кінцевого числа елементарних шарів безмежного композитного середовища. Більш того, кількість елементарних шарів метаматеріального шару, який адекватно описує безмежне метаматеріальне середовище, зменшується зі зменшенням об'ємної частки металевих включень.

Результати досліджень, викладені у даному розділі, відображені у публікаціях здобувача: [19], [25], [30], [42] (статті у журналах), [45], [54] (тези конференцій).

РОЗДІЛ 3

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ВИЗНАЧЕННЯ ЕФЕКТИВНИХ ПРОНИКНОСТЕЙ ДВОКОМПОНЕНТНИХ МЕТАЛОДІЕЛЕКТРИЧНИХ МЕТАМАТЕРІАЛІВ І СТРУКТУР НА ЇХ ОСНОВІ

Вивчення фізичних явищ, пов'язаних з відгуками матеріальних об'єктів на ЕМ-хвилі, завжди заслуговувало на увагу фізиків та інженерів. Це пояснюється великою кількістю актуальних додатків, пов'язаних, наприклад, з питаннями ЕМ-сумісності [149], з питаннями збереження інформації великої щільності [150-152] і т.і., оскільки дисперсійні властивості матеріалів, особливо магнітних, широко використовуються в різноманітних НВЧ-ланцюгах, у тому числі й тих, які містять такі прилади, як циркулятори, фазообертачі і фільтри, [83]. Таким чином, розвиток методів характеристики матеріалів за їх електродинамічними властивостями у НВЧ-діапазоні є досить актуальною проблемою НВЧ-техніки. У контексті даної проблеми широкопasmова характеристика матеріалів, яка вимагає розвитку методів вимірювання проникностей у НВЧ-діапазоні, представляє великий практичний інтерес. Більш того, характеристика магнітних матеріалів вимагає розробки і вдосконалення методів визначення тензора магнітної проникності магнітних композитних матеріалів. Незважаючи на те, що відповідні методи вимірювання проникності матеріалів в НВЧ діапазоні розробляються і впроваджуються досить довго [80, 153, 81, 154-159], все ж необхідність зменшення витрат на створення відповідного обладнання є актуальною і донині.

У даному розділі дисертації пропонується відносно простий і дешевий у матеріальному плані метод вимірювання ефективних проникностей метаматеріалів в НВЧ-діапазоні. Також у даному розділі представлені результати, пов'язані зі створенням найпростіших двокомпонентних металодіелектричних метаматеріалів і вимірювання їх ефективних проникностей в НВЧ діапазоні.

3.1. Експериментальна методика вимірювання ефективних проникностей метаматеріалів

Основним елементом установки для вимірювання ефективних проникностей метаматеріалів, виготовлених у формі паралелепіпеда, може служити відкритий резонатор, подібний мікросмужковому резонатору, рис. 3.1. У ньому, на відміну від згаданого резонатора, замість мікросмужкової лінії використовувався металевий мідний дріт кругового перетину. Імпеданс даного резонатора не дорівнює суворо 50 Ом, і тому його S-параметри відрізняються від S-параметрів "стандартного" мікросмужкового резонатора з опором у 50 Ом. Даний резонатор використовувався нами для того, щоб мати можливість спостерігати резонанси уздовж мідного дроту. Використаний резонатор має мідну підкладку розміром 0,12 м X 0,07 м, мідний циліндричний дріт діаметром 0,002 м і довжиною 0,104 м, а також два НВЧ-коаксіальних конектори.

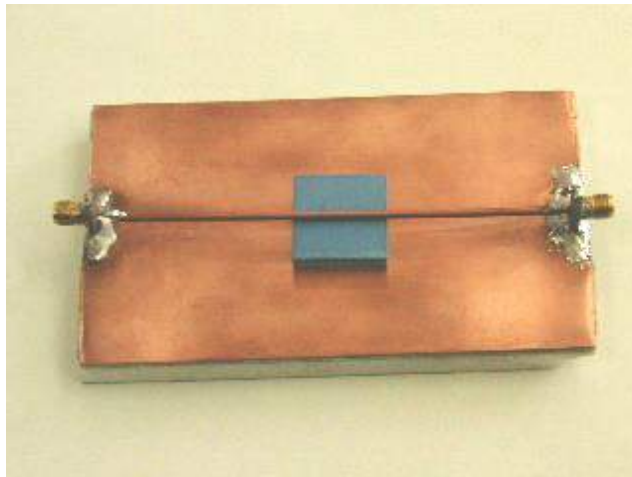


Рис. 3.1. Резонатор, використаний для вимірювання ефективних проникностей метаматеріалів, виготовлених у формі паралелепіпеда

S-параметри зразків метаматеріалів вимірювалися за допомогою мережевого аналізатора HP8722D, відкаліброваного на 50 Ом і з'єднаного з вищезазначеним резонатором за допомогою НВЧ-коаксіальних кабелів. При цьому зразки метаматеріалів були розташовані в центральній частині резонатора під мідним дротом, торкаючись його (подібно підкладки

микросмушкового резонатора). Виміри проводилися у діапазоні частот від 0,05 ГГц до 5 ГГц.

При наявності зразків у резонаторі розподіл його S-параметрів змінюється, що фіксувалося мережевим аналізатором, а потім моделювалося шляхом комерційного програмного забезпечення PLANC FDTD. При цьому для простоти моделювання S-параметрів за допомогою цього програмного забезпечення у симуляторі використовувалася спрощена модель коаксіальних конекторів. Ця модель показана на рис. 3.2.

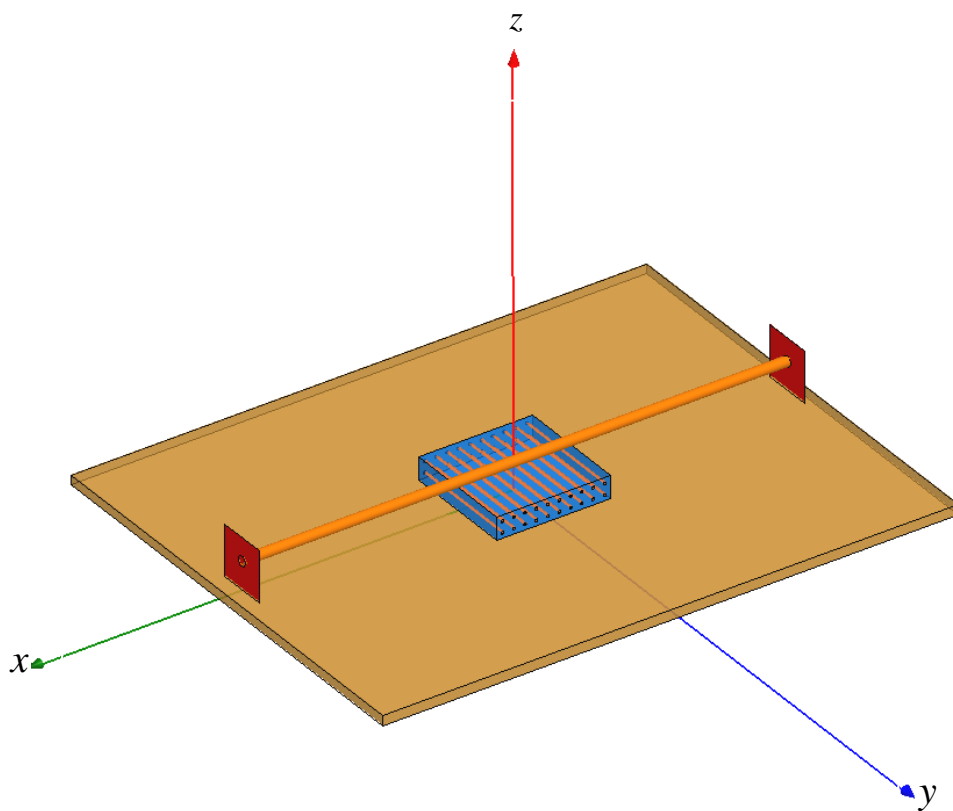


Рис. 3.2. Еквівалентна тривимірна модель резонатора зі зразком, яка використовувалася при FDTD-моделюванні

У запропонованій моделі резонатора конектори приймалися плоскими (замість реальних коаксіальних) за умови, що мідний дріт мав узгодженим опір у 50 Ом.

У процесі FDTD-моделювання з метою визначення ефективних відносних проникностей метаматеріальних зразків використовувався підхід теорії ефективного середовища, згідно з яким метаматеріальний зразок

підмінявся однорідним діелектричним зразком тієї ж форми. Підбір значень проникності однорідного зразка проводився до тих пір, поки криві S-параметрів моделювання не збігалися з вимірюваними S-параметрами з бажаним (візуально) ступенем точності (зазвичай підгонка велася за першими двома кривими S11-параметрів). Підібрані таким чином значення проникностей приймалися за шукані дійсні значення ефективних параметрів метаматеріального зразка, що досліджувався. Далі проводилося FDTD-моделювання у вільному просторі S-параметрів нескінченного за двома напрямками метаматеріалу з тією ж геометрією елементарної комірки, щоб пояснити походження додаткових піків у експериментально отриманих кривих для S-параметрів досліджуваних метаматеріальних зразків. Комплексні S-параметри нескінченних метаматеріалів, отримані за допомогою FDTD-моделювання, використовувалися для перерахунку комплексних ефективних відносних проникностей за допомогою моделі роботи [81], в якій був запропонований метод НВЧ-вимірювань комплексних відносних проникностей плоских матеріалів у вільному просторі. Згідно з результатом цієї роботи, при нормальному падінні плоскої монохроматичної ЕМ-хвилі на плоский нескінченний метаматеріальний шар товщини d (рис. 3.3) його комплексна ефективна відносна діелектрична проникність ϵ_{eff} і комплексна ефективна відносна магнітна проникність μ_{eff} визначаються рівностями:

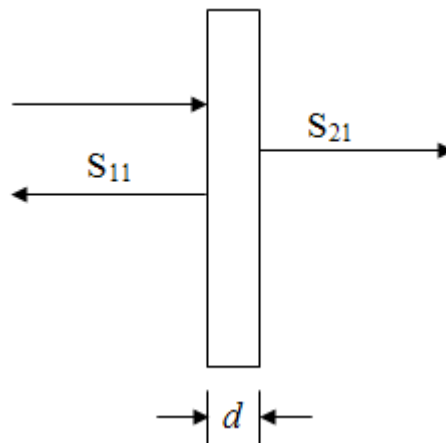


Рис. 3.3. Схематична структура плоского метаматеріального шару у вільному просторі

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{eff} &= \frac{\beta^*}{\beta_0} \left(\frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \right), \\ \mu_{eff} &= \frac{\beta^*}{\beta_0} \left(\frac{1+\Gamma}{1-\Gamma} \right), \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

де β^* – комплексна постійна розповсюдження в метаматеріальному шарі, $\beta_0 = i 2\pi/\lambda_0$ – постійна розповсюдження у вільному просторі, λ_0 – довжина хвилі у вільному просторі,

$$\left. \begin{aligned} \Gamma &= K \pm \sqrt{K^2 - 1}, \\ |\Gamma| &< 1, \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

$$K = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}}. \quad (3.3)$$

причому постійна розповсюдження β^* в рівностях (3.1) визначається з виразів:

$$\beta^* = \frac{\ln(1/|T|) + i(2\pi n - \theta)}{d}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (3.4)$$

$$T = |T|e^{i\theta} = \frac{S_{11} + S_{21} - \Gamma}{1 - (S_{11} + S_{21})\Gamma}. \quad (3.5)$$

У випадку, коли довжина хвилі в шарі перевищує чверть товщини шару, що відповідає умові застосування теорії ефективного середовища, то вибирається перша гілка комплексної логарифмічної функції у виразі (3.4), тобто $n = 0$.

Важливо відзначити, що вищенаведений математичний апарат (формули (3.1)-(3.5)) дає цілком задовільну точність для зразків кінцевої довжини L , тобто якщо $d/L \leq 10^{-1}$.

Процесу підгонки експериментально отриманого спектра S-параметрів досліджуваного метаматеріального зразка з модельованим спектром S-параметрів однорідного зразка передував процес підгонки виміряного спектра S-параметрів порожнього резонатора по відношенню до його моделі, побудованої в FDTD-симуляторі (див. рис. 3.4). Така підгонка є необхідною через використання в моделі рис. 3.2 плоских конекторів на кінцях мідного дроту, а також із-за використання в моделі ідеально провідної підкладки. При цьому важливо відзначити, що підгонка S-параметрів також проводилася і за розмірами підкладки моделі порожнього резонатора.

3.2. Виготовлення зразків метаматеріалів

В основі виготовлення зразків досліджуваних метаматеріалів лежить технологія тривимірного друку матриць метаматеріалів (3-D printing technology). Матриці для зразків друкувалися з воску на спеціальній тривимірній принтерній системі фірми Solidscape Co., USA. Процесу друкування матриць передував процес калібрування системи і комп'ютерного моделювання матриць в середовищі графічного редактора Autocad 2000, а також комп'ютерного моделювання робочої поверхні принтера в середовищі власного графічного редактора принтерної системи. Після обробки роздрукованої матриці слабokonцентрованим розчином соляної кислоти (~ 20%) при температурі 70°C (що необхідно для того, щоб звільнити отвори для включень), металеві дроти відповідного діаметру і довжини вставлялися в отвори. На рис. 3.5 представлено метаматеріальний зразок, виготовлений таким чином. Ліворуч розташовано зразок, що містить один шар металевих проводів, вставлених періодично у воскову матрицю, а праворуч - однорідний восковий зразок того ж розміру. Матриця (ліворуч) розміром 0,045 м на 0,045 м на 0,0025 м містить періодично розташовані 20 отворів діаметром 0,0005 м, віддалені один від одного на відстань 0,0025 м.

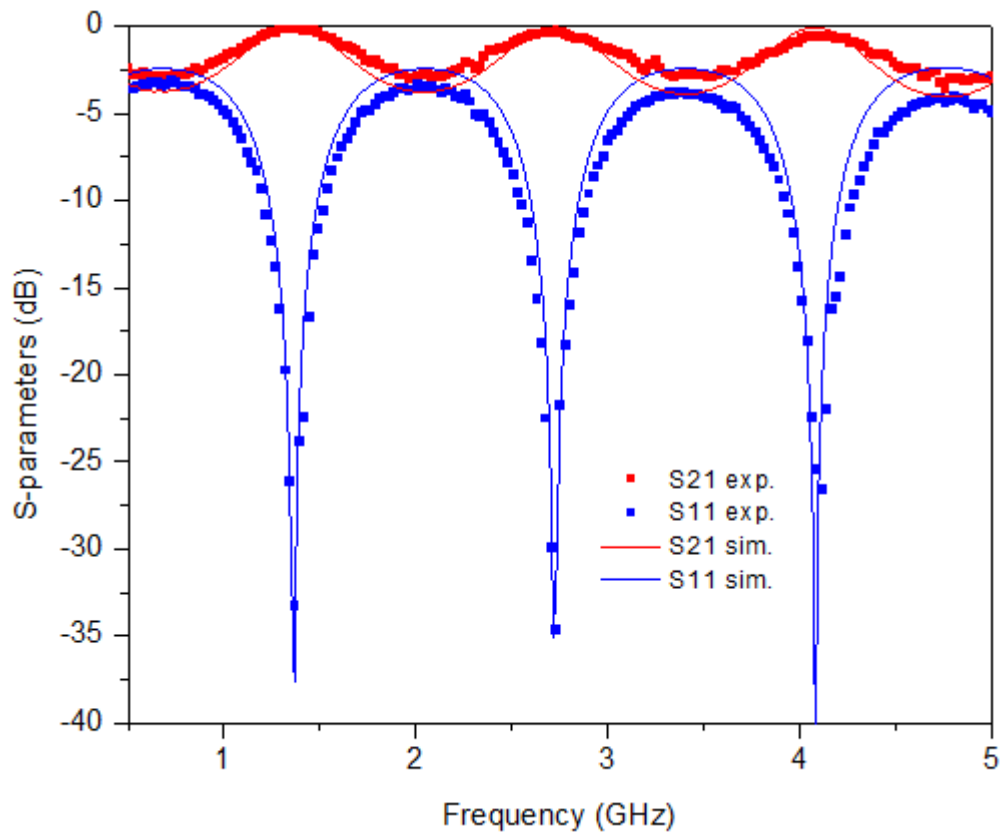


Рис. 3.4. Результати підгонки виміряного спектра S-параметрів порожнього резонатора (криві "exp.") з модельованим за допомогою FDTD-симулятора (криві "sim.")



Рис. 3.5. Зразок метаматеріалу, що виготовлений з воскової матриці (праворуч) з періодично вставленими в неї залізними дротами (один шар) і восковий зразок (праворуч) того ж розміру, що і воскова матриця

У даних дослідженнях в якості матеріалу включень обиралися окис заліза (Fe_2O_3) і мідь. Такий вибір обумовлено бажанням розглянути магнітні (ферромагнітні) і немагнітні включення, які мають бути виключно металічними.

На рис. 3.6 представлені два наступних метаматеріальних зразка з розмірами матриці 0,0225 м на 0,0225 м на 0,0045 м і вставленими в них мідними дротами діаметром 0,001 м (у всіх випадках діаметр отворів матриць точно збігався з діаметром вставлених у них дротів). Принциповою відмінністю даних зразків від зразка, наведеного на рис. 3.5, є наявність двох шарів періодично вставлених дротів, причому розглянуто як випадок паралельних шарів дротів (зразок ліворуч на рис. 3.6), так і випадок перпендикулярних шарів дротів (зразок праворуч на рис. 3.6).



Рис. 3.6. Метаматеріальні зразки, що виготовлені з двох паралельних шарів мідних дротів, вставлених періодично в воскову матрицю у двох різних комбінаціях

У даній дисертаційній роботі також розглядався виготовлений двошаровий зразок, аналогічний лівому зразку на рис. 3.6 з діаметром дротів, рівних 0,002 м.

3.3. Результати вимірювань ефективних проникностей зразків

3.3.1. Випадок одношарового метаматеріального зразка

Розглянемо результати щодо вимірювань ефективних проникностей зразків, що приведені на рис. 3.5.

У випадку, що розглядається тут, при вимірах ефективних параметрів зразка використовувалася воскова матриця з відносною діелектричною проникністю, яка дорівнює 2,2. На рис. 3.7-3.8 показані результати моделювання для спектрів S-параметрів для двох можливих орієнтацій зразка з металевими проводами по відношенню до дроту резонатора: 1) дроти зразка перпендикулярні дроту резонатора (для зручності назовемо цей випадок

буквою "v"); 2) дроти зразка паралельні дроту резонатора (для зручності назовемо цей випадок буквою "p"). На цих рисунках експериментальні криві позначені як "exp.". Результати моделювання для однорідного зразка позначені як "hom.", а криві для S-параметрів неоднорідних зразків, що отримані при FDTD-моделюванні з використанням моделі резонатора, наведеної на рис. 3.2, позначені скороченням від англійського слова "неоднорідний" - "inhom.".

Використання вищезазначеної методики, заснованої на основних принципах теорії ефективного середовища, дозволило визначити, що дійсна частина ефективної відносної діелектричної проникності для "v"-випадку дорівнює 2,7, а для "p"-випадку - 2,25, у той час як дійсна частина ефективної відносної магнітної проникності для обох випадків дорівнює 1. Як видно з рис. 3.7-3.8, дана методика з використанням неоднорідних моделей зразків дає хорошу точність для спектрів S-параметрів. Більш того, таке моделювання дозволяє виявити так звані "аномальні" екстремуми - невеличкі піки S-параметрів, що з'являються між третім і четвертим екстремумами. Важливо відзначити, що "аномальні" екстремуми не характерні для кривих, отриманих для однорідного зразка. Останній результат дозволяє зробити чіткий висновок про природу "аномальних" екстремумів спектра S-параметрів: вони відповідають розмірному резонансу S-параметрів, що виникають за рахунок того, що металеві включення мають кінцеві розміри. Піки розмірного резонансу були виявлені на частоті 2,15 ГГц для "p"-випадку (рис. 3.8) і 4,3 ГГц для "v"-випадку (рис. 3.8).

Порівнюючи величини ефективних діелектричних проникностей для "p"- і "v"-випадків з діелектричною постійною матеріалу матриці, приходимо до висновку про помітний приріст відносної діелектричної проникності досліджуваного зразка метаматеріалу у "v"-випадку (на 0,7 одиниць). Приріст же діелектричної проникності у "p"-випадку (на 0,05 одиниць) вважаємо незначним.

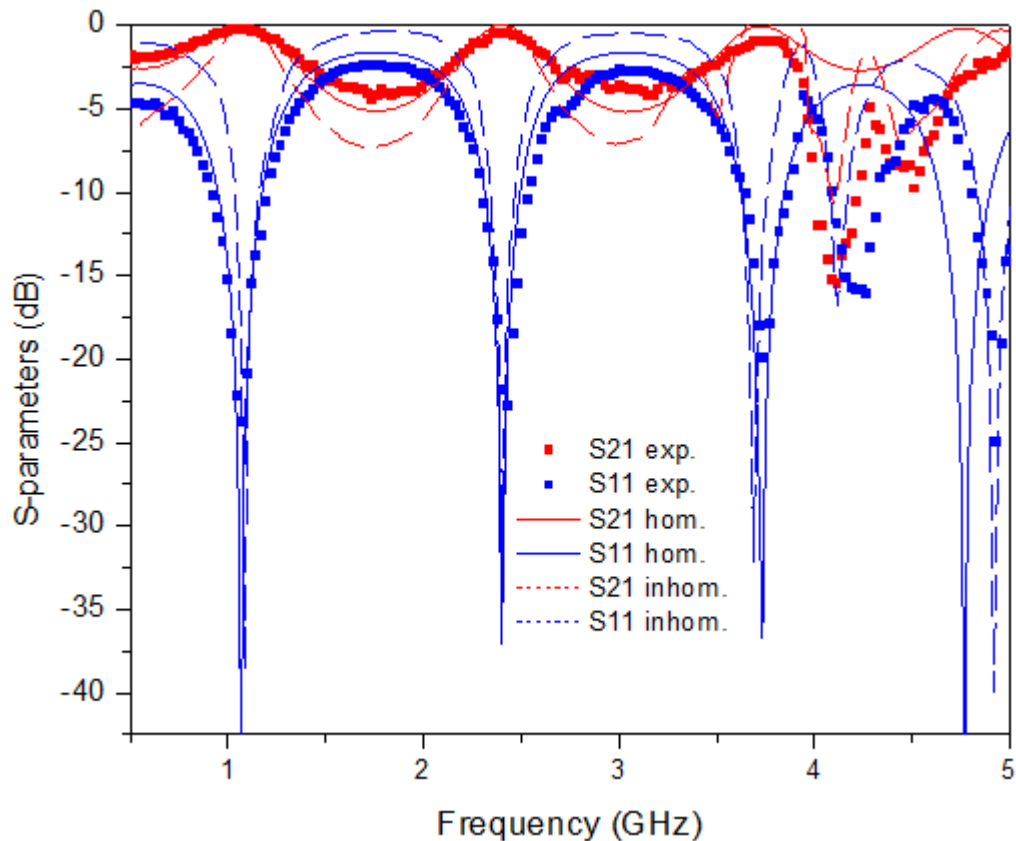


Рис. 3.7. S-параметри, отримані шляхом вимірювання (криві "exp.") і шляхом FDTD-моделювання (криві "hom." і "inhom."): "v"-випадок

Щоб провести оцінку діапазону можливих значень приросту відносної ефективної діелектричної проникності метаматеріалу, виконаємо так зване FDTD моделювання у вільному просторі для S-параметрів, а потім і ефективних проникностей для розглянутого метаматеріалу, - робити це будемо для "v"- і "p"-випадків. Для цієї мети виконаємо у вільному просторі FDTD-моделювання S-параметрів, а потім за ними здійснимо оцінку ефективних відносних проникностей для нескінченних за двома напрямками плоских метаматеріалів, гіпотетично отриманих при нескінченному продовженні за двома напрямками елементарних комірок, що відповідають "v"- і "p"-випадкам. Елементарні комірки, що відповідають "v"- і "p"-випадкам, наведені на рис. 3.9, а результати безмежного FDTD-моделювання для S-параметрів для кожного із зазначених випадків представлені на рис. 3.10.

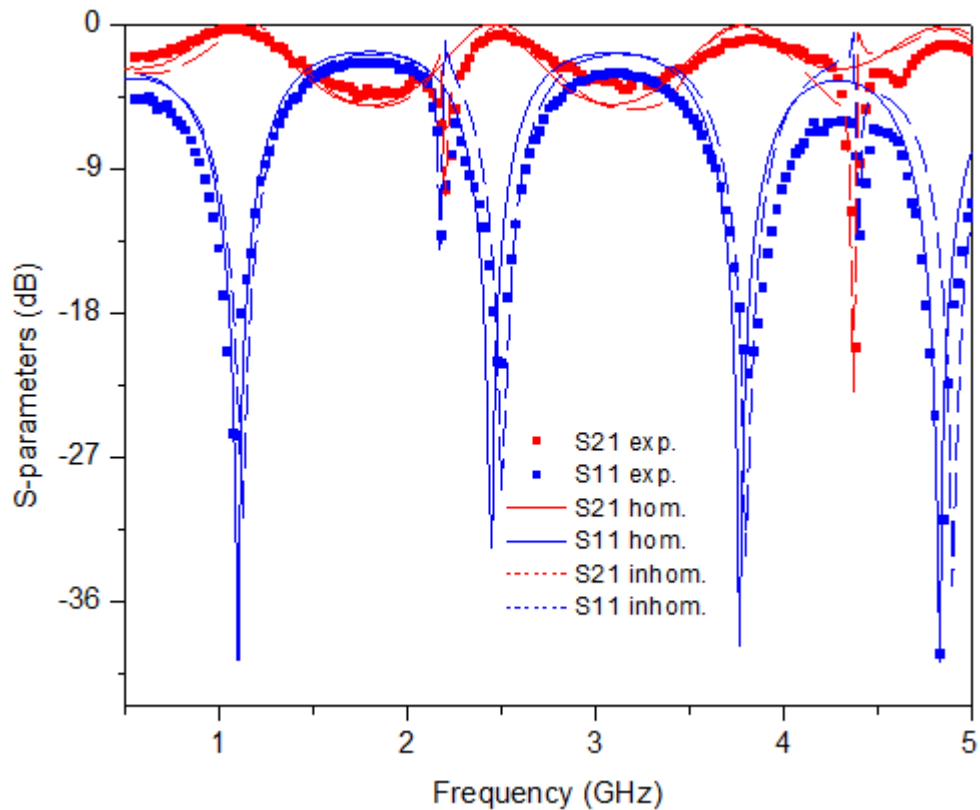


Рис. 3.8. S-параметри, отримані шляхом вимірювання (криві "exp.") і шляхом FDTD-моделювання (криві "hom." і "inhom."): "p"-випадок

Як можна бачити за рис. 3.10, екстремуми кривих S11-параметрів метаматеріалу зсунуті ліворуч у порівнянні з екстремумами кривих S11-параметрів однорідного зразка. Більш того, такий зсув більшою мірою спостерігається у випадку "v", ніж у випадку "p". Звідси впливає закономірність: приріст ефективної відносної діелектричної проникності зсуває екстремуми кривих S11- параметрів ліворуч, причому зсув тим більше, чим більший приріст ефективної відносної діелектричної проникності. Цей результат є якісно дуже важливим і буде використовуватися не тільки для вимірювання ефективних відносних проникностей метаматеріалів у цьому розділі, а й при вимірюванні ефективної відносної проникності компактної антенної системи, що буде розглянута у наступному підрозділі дисертації.

На спектрах рис. 3.10 відсутні аномальні екстремуми, що відповідають розмірним резонансам. Це є цілком логічним результатом, оскільки FDTD-моделювання у вільному просторі проводилося в припущенні нескінченно довгих включень (дротів).

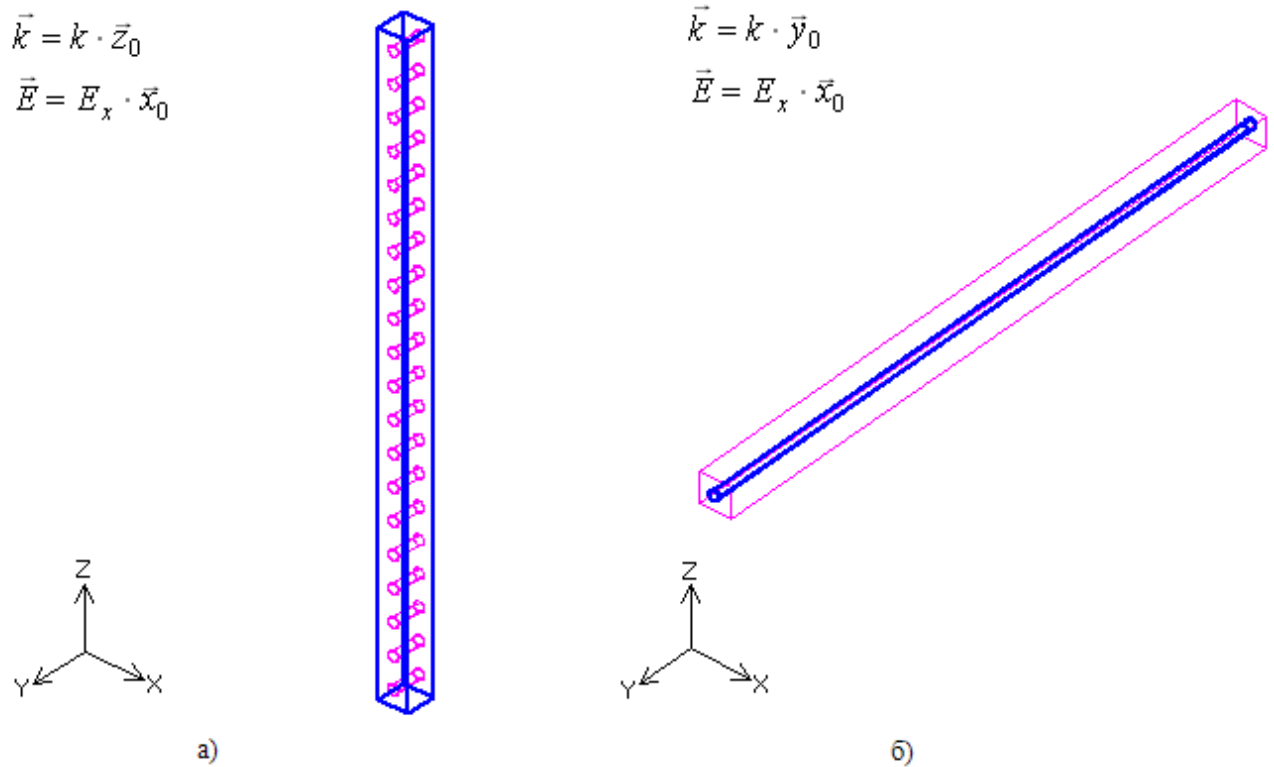


Рис. 3.9. Елементарні комірки для FDTD-моделювання у вільному просторі S-параметрів і ефективних відносних проникностей метаматеріалів у вільному просторі:
а) "v"-випадок; б) "p"-випадок

На рис. 3.11 представлені графіки залежностей дійсних частин ефективних відносних діелектричної та магнітної проникностей від відношення $2r/a$ для елементарних комірок, представлених на рис. 3.9. Обчислення виконані на частоті 0,5 ГГц і здійснювалися за допомогою перерахунку значень S-параметрів, отриманих при FDTD-моделюванні у вільному просторі з використанням формул (3.1)-(3.5).

Як можна бачити на рис. 3.11, дійсна частина ефективної відносної діелектричної проникності розглянутого нескінченного метаматеріального середовища може досягати великих значень (порядку декількох десятків одиниць) і мати діамагнітну ефективну відносну магнітну проникність. Якісно даний результат не залежить від орієнтації включень метаматеріальних зразків по відношенню до мідного дроту резонатора і фактично є експериментальним підтвердженням теорії ефективного середовища другого розділу.

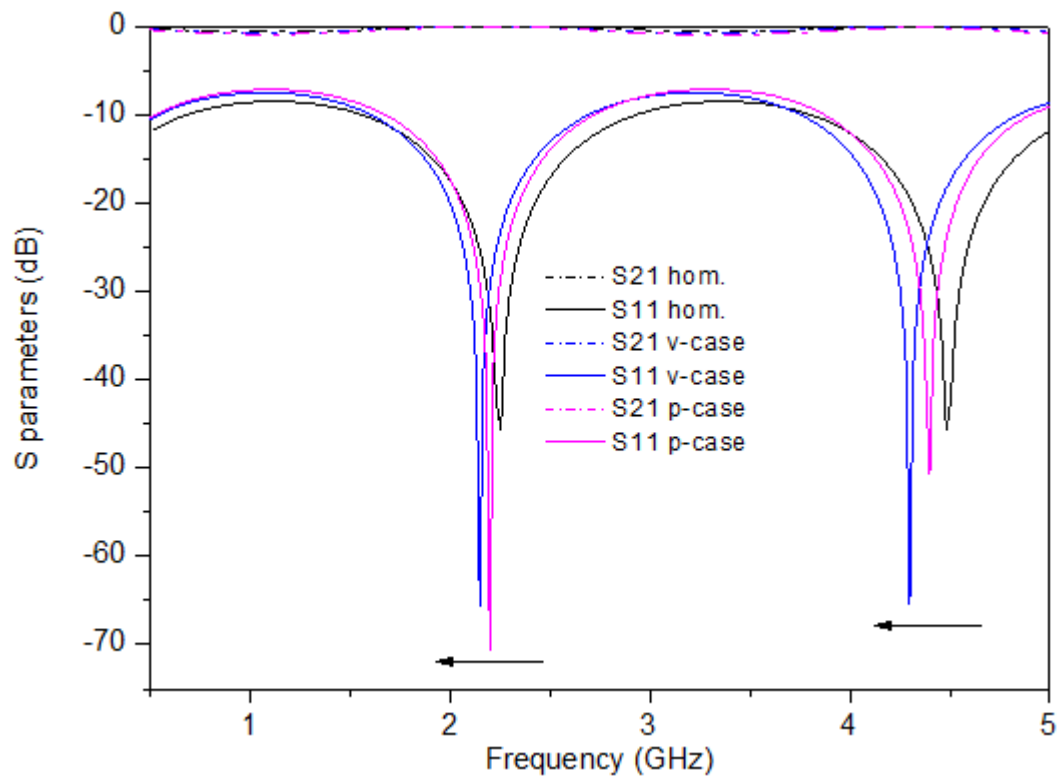


Рис. 3.10. S-параметри отримані при FDTD-моделюванні у вільному просторі для геометрій елементарних комірок, представлених на рис. 3.9

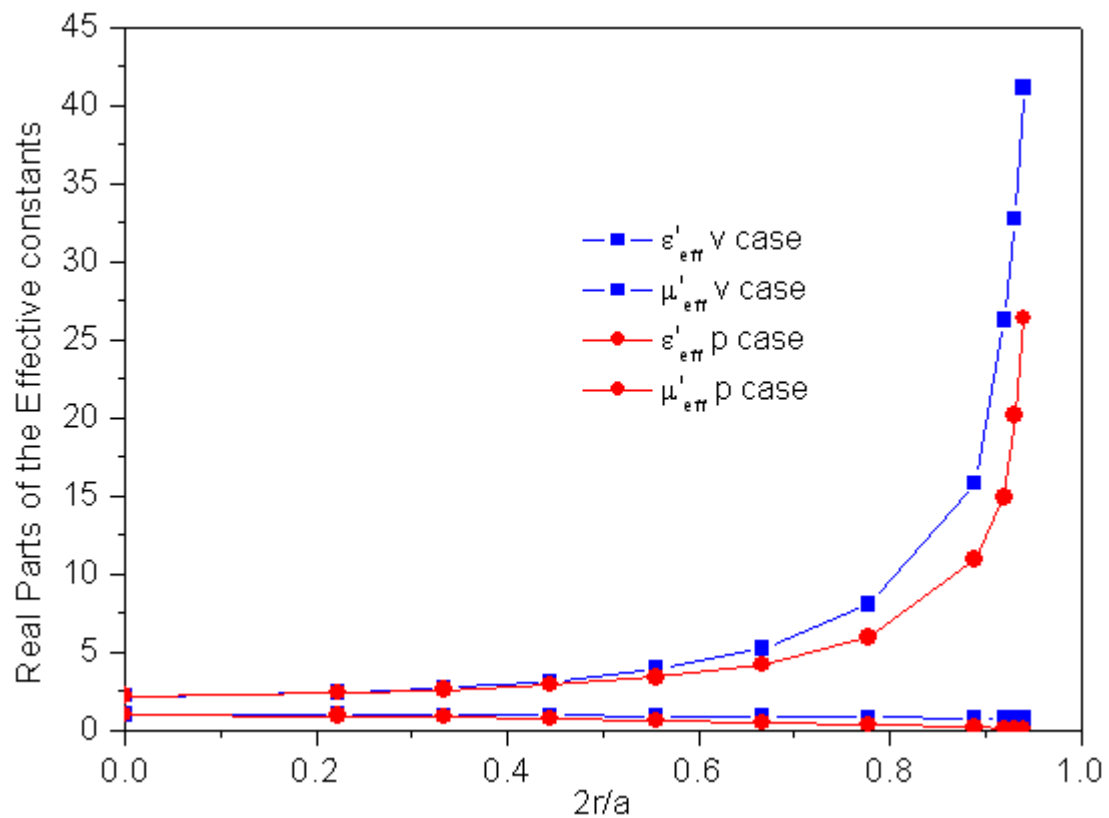


Рис. 3.11. Залежність дійсних частин ефективних відносних діелектричної та магнітної проникності нескінченного метаматеріального середовища від відношення $2r/a$ на частоті 0,5 ГГц для елементарних комірок рис. 3.9.

3.3.2. *Випадок двошарових метаматеріальних зразків*

У даному підрозділі розглянуто питання експериментальної характеристики двошарових зразків метаматеріалів із діаметром проводу, що дорівнює 0,002 м, рис. 3.6. Принциповим моментом в даних дослідженнях є два припущення, які поки що притаманні одношаровим зразкам: 1) максимальний приріст ефективної відносної діелектричної проникності досягається, коли хвильовий вектор падаючої ЕМ-хвилі перпендикулярний металевим дротам зразків; 2) чим більший приріст ефективної відносної діелектричної проникності, тим більший зсув ліворуч екстремумів кривих S_{11} -параметра в порівнянні з кривими S_{11} -параметра для однорідного зразка.

Щоб перевірити сформульовані вище припущення, поряд із двошаровим зразком, в якому шари паралельні (зразок ліворуч на рис. 3.6), був також виготовлений зразок, в якому шари повернені один до одного на 90 градусів (зразок праворуч на рис. 3.6). Якщо вищезгадані припущення вірні, то максимальний приріст ефективної діелектричної проникності буде досягатися в разі, коли площини першого зразка будуть перпендикулярні дроту вимірювального резонатора (назвемо цей випадок першою орієнтацією); мінімальний приріст ефективної діелектричної проникності буде досягатися в разі, коли метаматеріальні шари першого зразка будуть паралельні дроту вимірювального резонатора (назвемо цей випадок другою орієнтацією), а при будь-якій орієнтації другого зразка (зразок праворуч на рис. 3.6) по відношенню до дроту резонатора (назвемо цей випадок третьою орієнтацією) ми будемо мати проміжні значення для дійсної частини ефективної діелектричної проникності. При цьому зсув ліворуч екстремумів кривих S_{11} -параметра метаматеріальних зразків по відношенню до кривих S_{11} -параметра однорідного зразка буде максимальним у разі першої орієнтації зразка по відношенню до мідного дроту резонатора, мінімальне - у разі другої орієнтації і проміжне зсув повинно спостерігатися в разі будь-якої третьої орієнтації: (третья орієнтація зразка по відношенню до дроту резонатора, власне кажучи,

передбачає дві "підорієнтації", в залежності від того, який із двох метаматеріальних шарів зразка перебуває ближче до дроту резонатора.

Для урахування всіх орієнтацій метаматеріальних шарів зразків по відношенню до дроту резонатора логічно розглянути чотири елементарні комірки, - рис. 3.12: а) шари дротів лівого зразка на рис. 3.6 паралельні дроту резонатора (так званий, "р-р"-випадок); б) шари дротів лівого зразка на рис. 3.6 перпендикулярні дроту резонатора (так званий, "v-v"-випадок); в) нижній шар проводів правого зразка на рис. 3.6 паралельний до дроту резонатора (так званий, "р-v"-випадок); г) нижній шар дротів правого зразка на рис. 3.6 перпендикулярний до дроту резонатора (так званий, "v-p"-випадок).

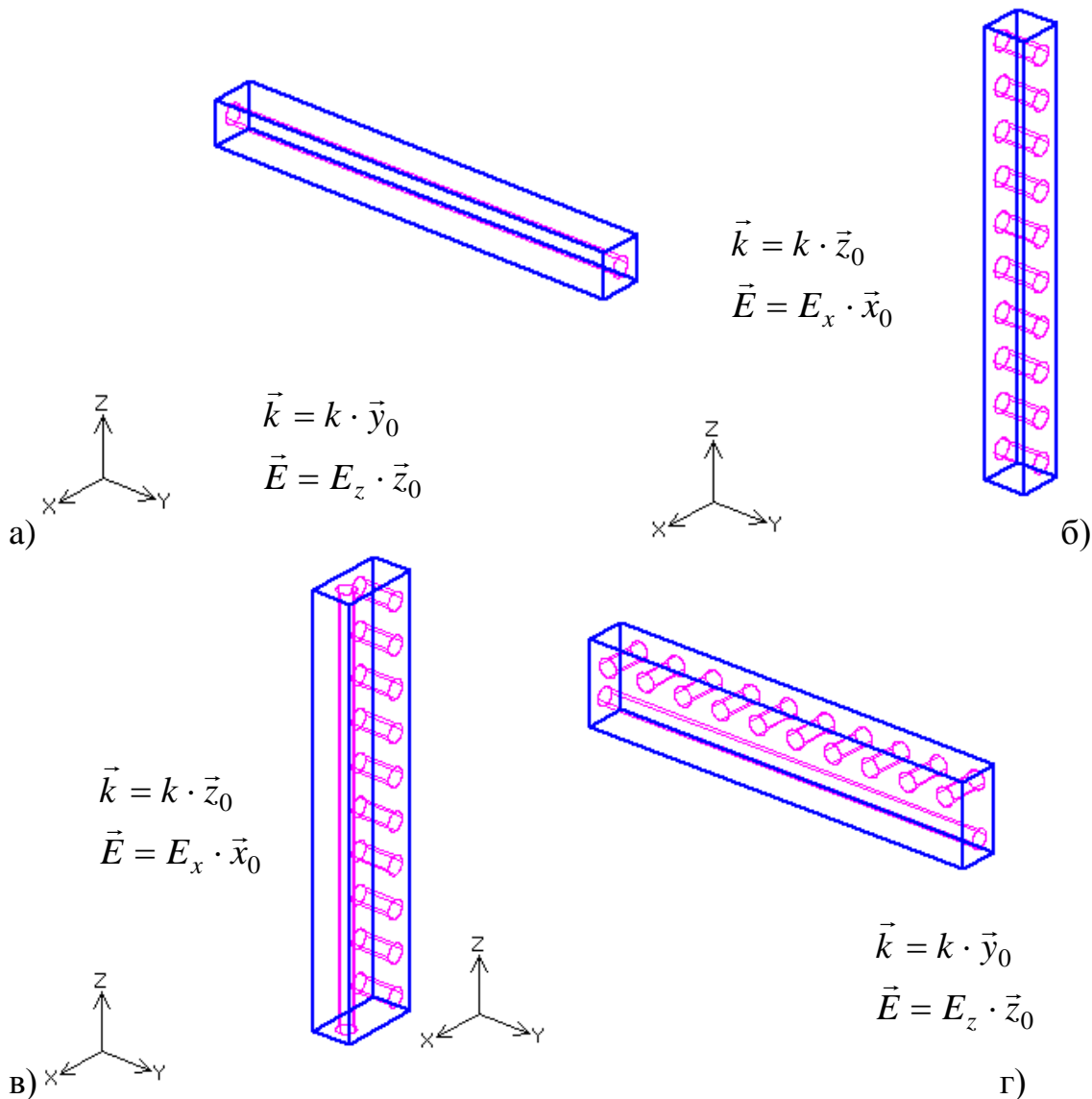


Рис. 3.12. Елементарні комірки, використані для FDTD-моделювання S-параметрів у вільному просторі: а) "р-р"-випадок; б) "v-v"-випадок; в) "р-v"-випадок; г) "v-p"-випадок.

На рис. 3.13-3.16 наведено криві S-параметрів: виміряні (криві "exp."); отримані за допомогою FDTD-моделювання для однорідної моделі (криві "hom."); отримані за допомогою FDTD-моделювання для неоднорідної моделі (криві "inhom.").

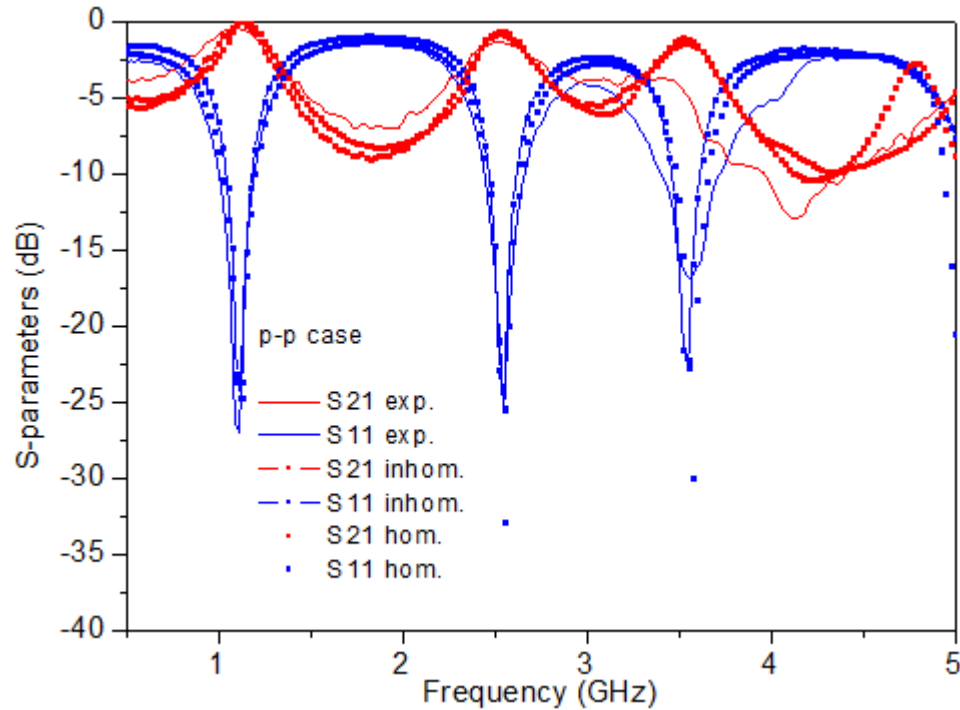


Рис. 3.13. S-параметри, отримані шляхом вимірювання (криві "exp.") і шляхом FDTD-моделювання (криві "hom." і "inhom."): "p-p"-випадок

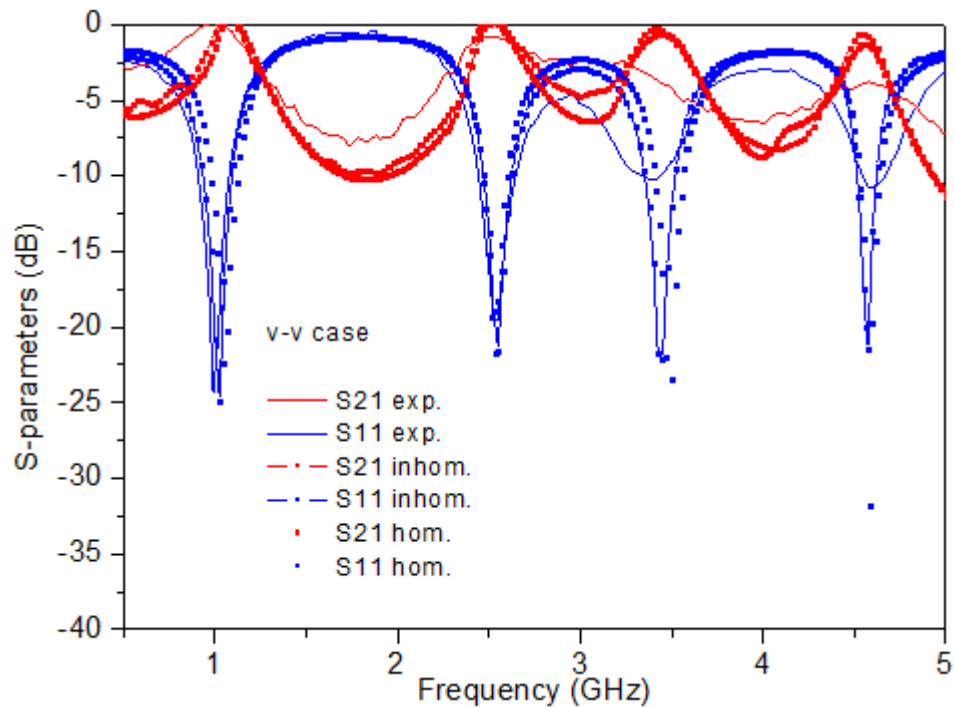


Рис. 3.14. S-параметри, отримані шляхом вимірювання (криві "exp.") і шляхом FDTD-моделювання (криві "hom." і "inhom."): "v-v"-випадок

Як і у випадку одношарових зразків, у даному випадку також виявлено аномальні піки, що відповідають розмірному резонансу: на частотах 3,7 ГГц і до 4,3 ГГц.

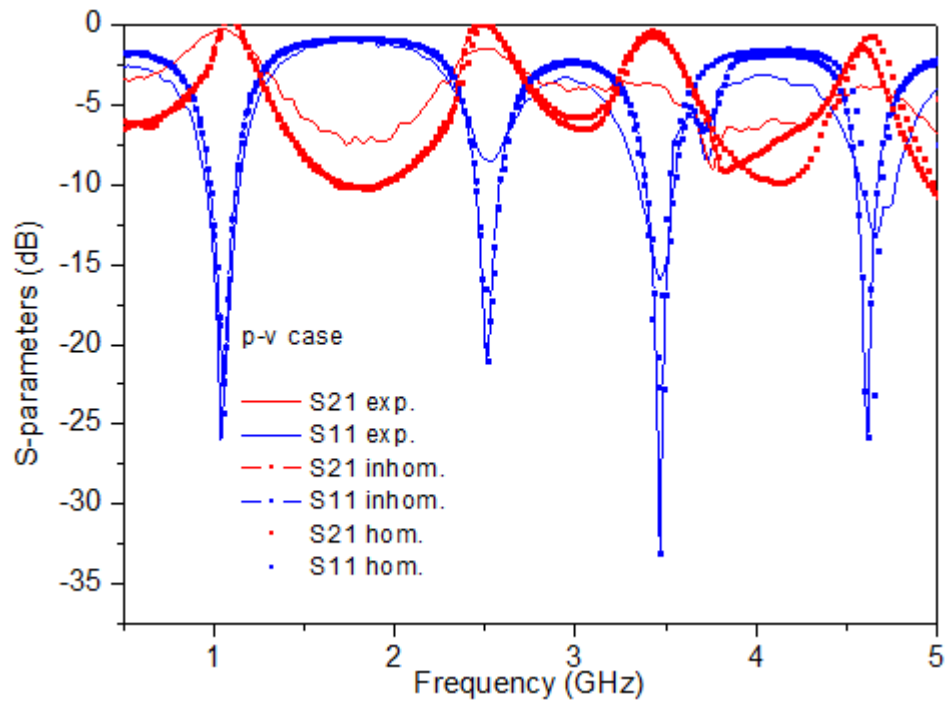


Рис. 3.15. S-параметри, отримані шляхом вимірювання (криві "exp.") і шляхом FDTD-моделювання (криві "hom." і "inhom."): "p-v"-випадок

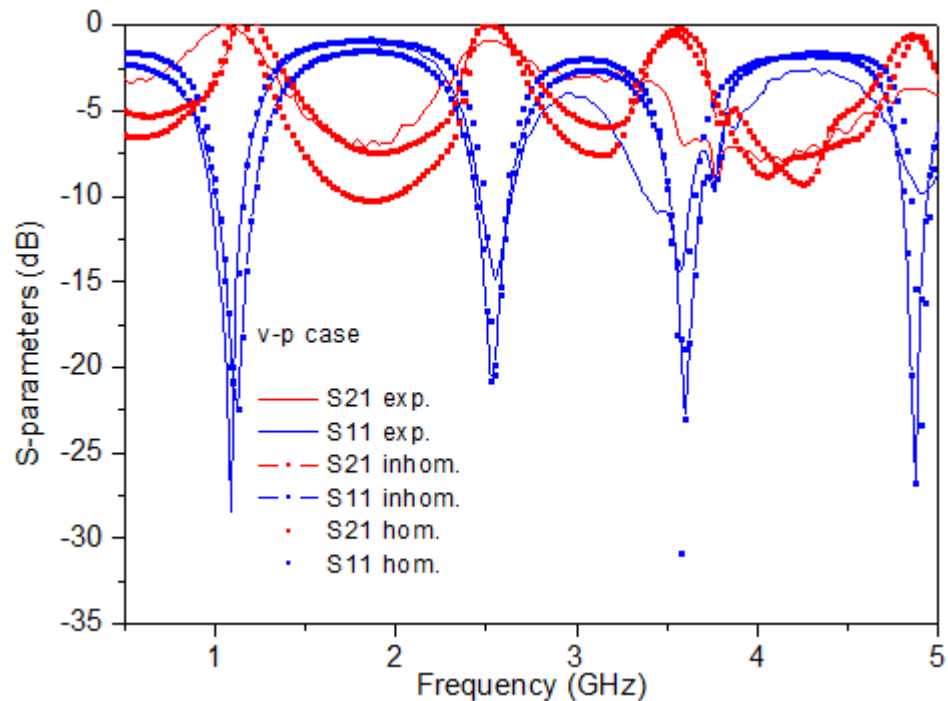


Рис. 3.16. S-параметри, отримані шляхом вимірювання (криві "exp.") і шляхом FDTD-моделювання (криві "hom." і "inhom."): "v-p"-випадок

Визначення ефективних відносних проникностей для підгінних кривих S-параметрів однорідного (діелектричного) зразка (рис. 3.13-3.16) показали, що дійсна частина ефективної відносної діелектричної проникності дорівнює 2,4 для "p-p"-випадку, дорівнює 2,5 для "v-p"-випадку, дорівнює 3,6 для "p-v"-випадку і дорівнює 4,5 для "v-v"-випадку. Дійсна частина ефективної відносної магнітної проникності дорівнює 1 для "p-p"-випадку, дорівнює 1 для "v-p"-випадку, дорівнює 1,1 для "p-v"-випадку і дорівнює 1,15 для "v-v"-випадку. Ті ж самі результати для дійсних частин комплексних діелектричних проникностей досліджуваних двошарових метаматеріальних зразків вдалося отримати з використанням математичних моделей роботи [18] в припущенні, що дійсні частини ефективної магнітної проникності близькі або дорівнюють одиниці. У цій роботі запропоновано досить простий метод НВЧ-вимірювань однієї з комплексних відносних проникностей при відомій другій комплексній проникності. Згідно з результатом цієї роботи, при нормальному падінні плоскої ЕМ-хвилі s- і р-поляризації на плоску безкінечно довгу немагнітну ($\mu_{eff} = 1$) метаматеріальну структуру товщини d , його комплексна ефективна відносна діелектрична проникність ε_{eff} визначається наступними рівностями:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{eff}^s &= \frac{1 - R_s}{1 + R_s} n_{eff}^s, \\ \varepsilon_{eff}^p &= \frac{1 + R_p}{1 - R_p} n_{eff}^p, \end{aligned} \right\} \quad (3.6)$$

де коефіцієнти відбиття Френеля для s- і р-поляризацій для немагнітних середовищ ($\mu_{eff}^{s,p} = 1$) визначаються наступними виразами:

$$\left. \begin{aligned} R_s &= \frac{1 - n_{eff}^s}{1 + n_{eff}^s}, & R_p &= \frac{n_{eff}^p - 1}{n_{eff}^p + 1}, \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

у той час як коефіцієнт заломлення визначається через виміряні (або обчислені якимось чином) S-параметри:

$$n_{eff}^{s,p} = i \frac{\lambda_0}{d} \ln \left(\frac{S_{21}(\omega)}{1 - S_{11}(\omega) R(\omega)} \right), \quad (3.8)$$

де гілка комплексної логарифмічної функції у виразі (3.8) визначається точно так само, як і гілка логарифмічної функції у виразі (3.4).

Отримані вище результати вимірювань підтверджують перше твердження про приріст ефективної відносної діелектричної проникності, сформульоване на початку даного підрозділу.

Результати безмежного FDTD-моделювання для елементарних комірок рис. 3.12 представлені на рис. 3.17. Як видно з цих графіків, друге твердження про напрямок зсув екстремумів S11-спектра, сформульоване на початку даного підрозділу, також є вірним.

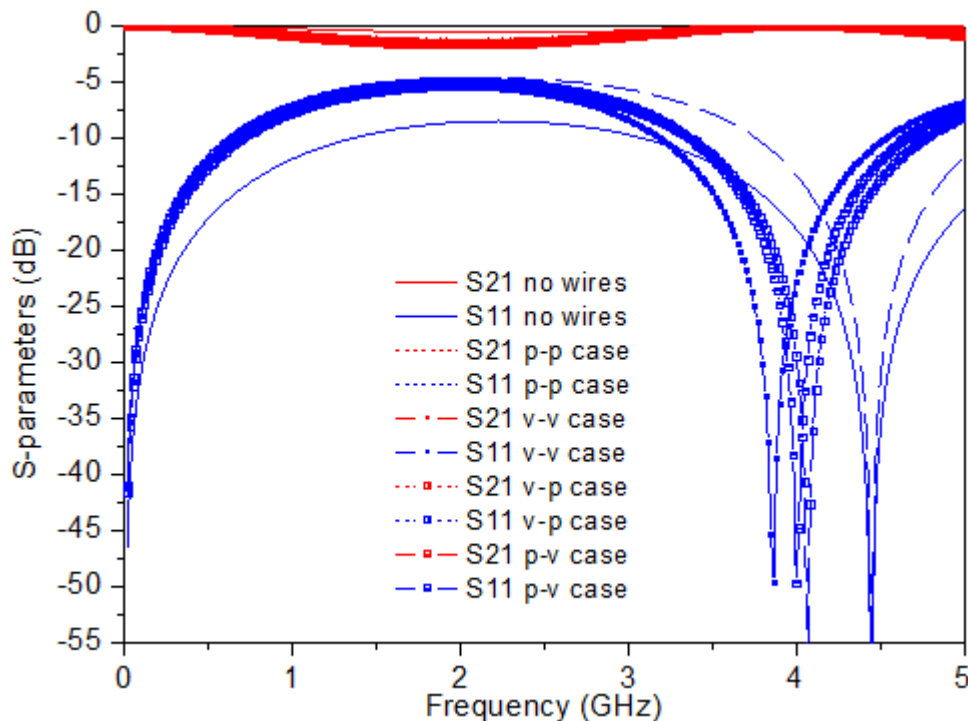


Рис. 3.17. S-параметри, отримані при FDTD-моделюванні у вільному просторі для геометрій елементарних комірок, представлених на рис. 3.12

Незначний приріст ефективної відносної магнітної проникності для "p-v"- і "v-p"-випадків може наштовхувати на думку про помилки обчислень, але, як буде показано нижче в даній дисертаційній роботі, даний приріст обумовлений впливом магнітної компоненти падаючої ЕМ-хвилі на дроти, що мають феромагнітні властивості.

На рис. 3.18 представлені графіки залежностей дійсних частин ефективних відносних діелектричної та магнітної проникностей від об'ємної частки металу для елементарних комірок, представлених на рис. 3.12. Обчислення проводилися на частоті 0,5 ГГц. Порівнюючи рис. 3.11 і рис. 3.18, дійшли висновку, що кількість шарів метаматеріалів практично не впливає на значення дійсних частин ефективних відносних параметрів зразків. Цей висновок повністю узгоджується з таким висновком другого розділу.

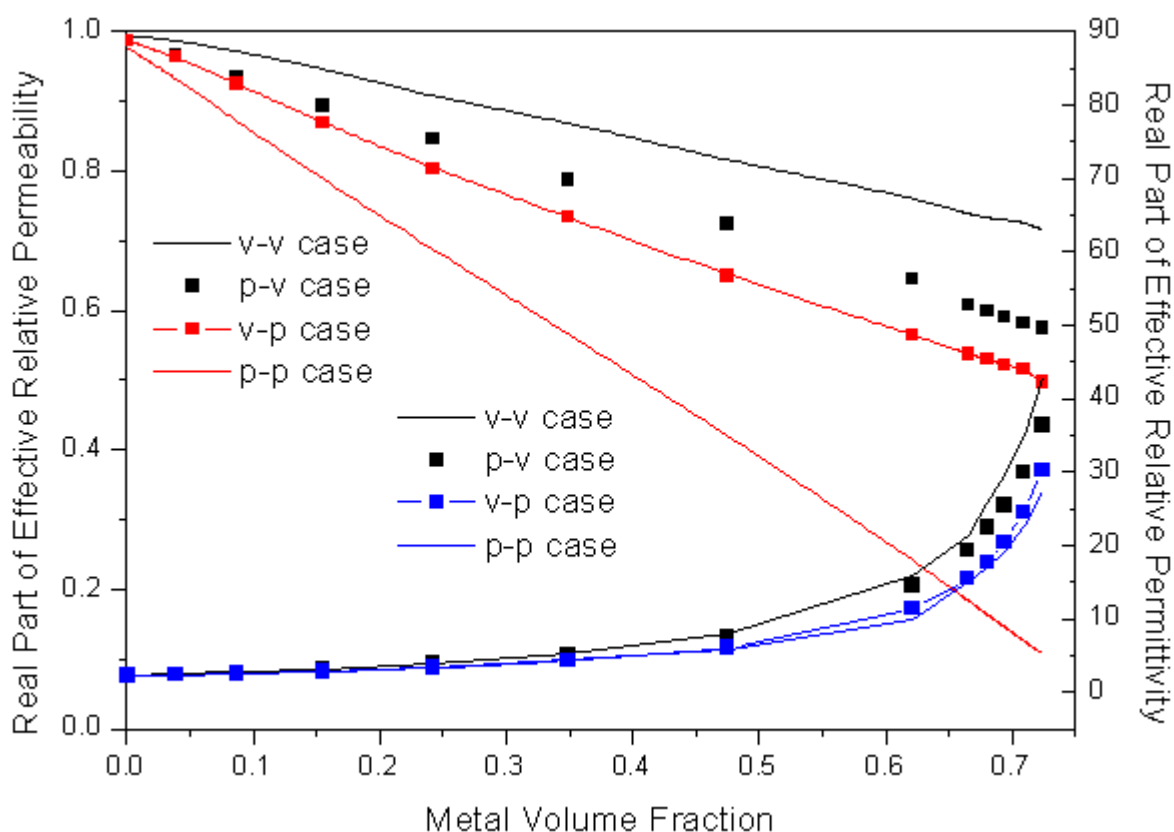


Рис. 3.18. Залежність дійсних частин ефективних відносних діелектричної та магнітної проникностей нескінченного метаматеріального середовища від об'ємної частки металу на частоті 0,5 ГГц для елементарних комірок рис. 3.12

На рис. 3.19-3.20 представлені криві спектрів виміряних S-параметрів (криві "exp.") і криві спектрів S-параметрів, отриманих за допомогою FDTD-модельовання для однорідної моделі (криві "hom.") в разі циліндричних дротів із заліза діаметром 0,004 м. На наведених малюнках відсутні графіки кривих для спектрів S-параметрів, змодельованих для неоднорідної моделі, тому що необхідна межа збіжності для отриманих результатів використовуваного FDTD-симулятора у цьому випадку вимагає не виправдано потужних і дорогих обчислювальних засобів або не виправдано довгих обчислень.

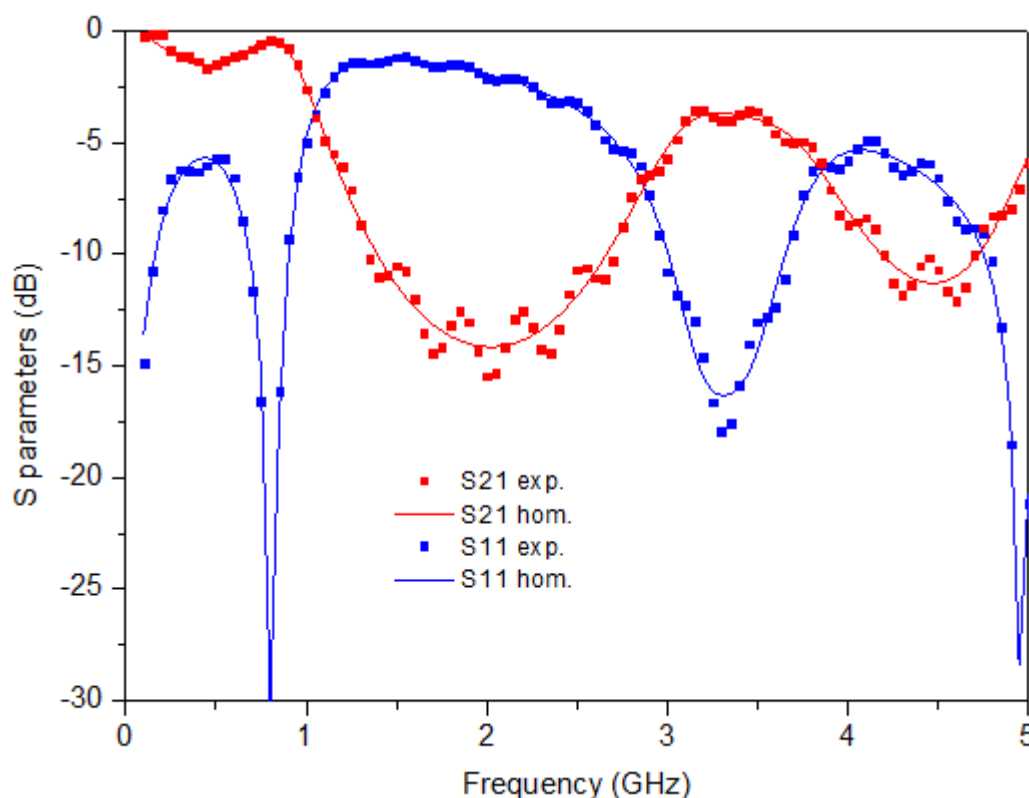


Рис. 3.19. S-параметри, отримані шляхом вимірювання (криві "exp.") і шляхом FDTD-модельовання (криві "hom."): "p-p"-випадок

Використання експериментальних і змодельованих кривих спектрів S-параметрів для однорідної моделі дозволили визначити, що дійсна частина ефективної відносної діелектричної проникності досліджуваного зразка дорівнює 10,9 для "v-v"-випадку і дорівнює 10,7 для "p-p"-випадку, у той час як дійсна частина її ефективної відносної магнітної проникності дорівнює 0,225 і 0,44 для "v-v"-випадку і для "p-p"-випадку відповідно. Отримані

результати говорять про істотний приріст ефективної відносної діелектричної проникності для розглянутого діаметра дротів і про діамагнітну ефективну відносну магнітну проникність, що було теоретично виявлено у попередньому розділі дисертації на основі запропонованої там модифікації теорії ефективного середовища.

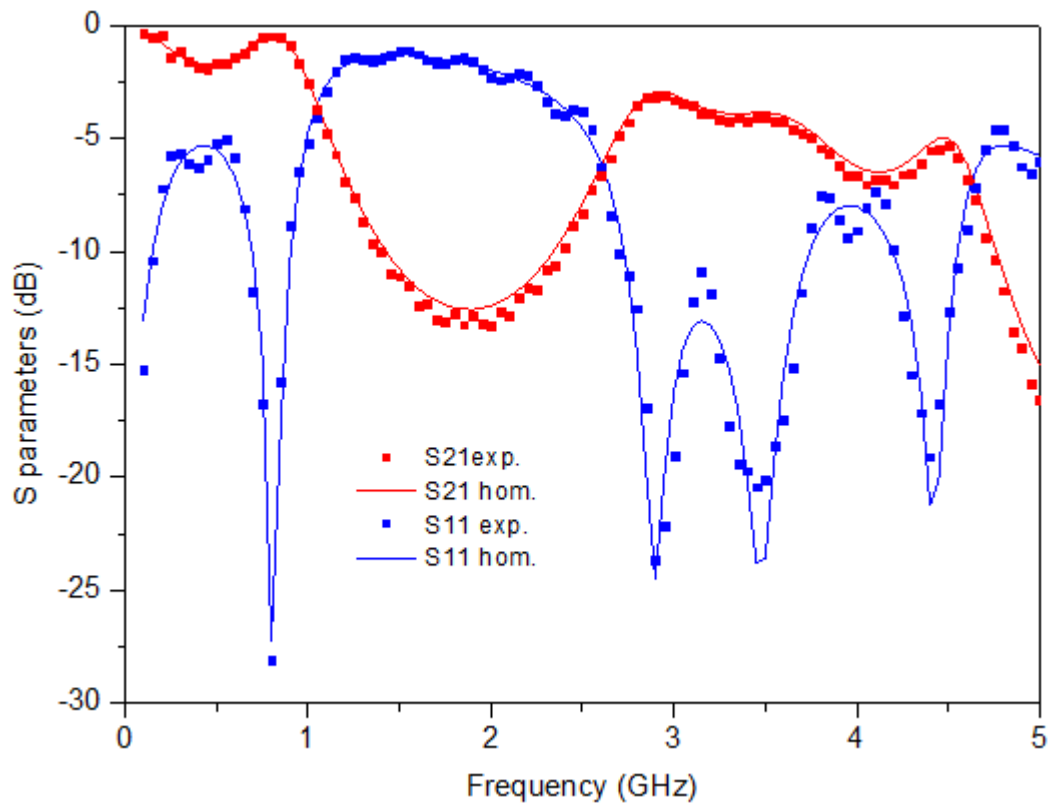


Рис. 3.20. S-параметри, отримані шляхом вимірювання (криві "exp.") і шляхом FDTD-моделювання (криві "hom."); "v-v"-випадок

Таким чином, результати, наведені в даному розділі, можуть розглядатися як експериментальне підтвердження модифікації теорії ефективного середовища, запропонованої в попередньому розділі даної дисертації.

У даній дисертаційній роботі для визначення значень ефективних відносних проникностей метаматеріальних зразків також використовувався хвильовий метод вимірювання проникності, що був запропонований у роботі [80].

Вимірювальна методика роботи [80] передбачає, що зразок, що характеризується, перебуває в коаксіальному хвилеводі. Для досліджуваного зразка замість коаксіального хвилеводу використовувався резонатор, наведений на рис. 3.1. Згідно з математичною моделлю, що використовується в роботі [80], комплексна ефективна відносна діелектрична проникність ε_{eff} і комплексна ефективна відносна магнітна проникність μ_{eff} зразка товщини d (рис. 3.21) визначаються рівностями:

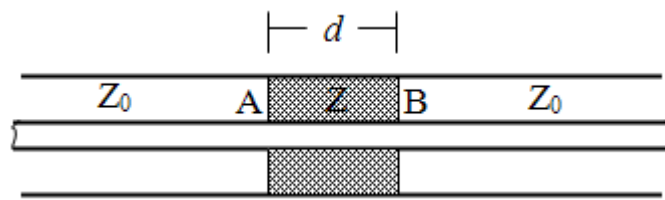


Рис. 3.21. Схематична структура метаматеріального диска в коаксіальному хвилеводі

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{eff} &= \sqrt{c_2/c_1}, \\ \mu_{eff} &= c_1 c_2, \end{aligned} \right\} \quad (3.9)$$

де комплексні величини c_1 й c_2 визначаються такими рівностями:

$$c_1 = \left(\frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \right)^2, \quad (3.10)$$

$$c_2 = - \left[\frac{\lambda_0}{d} \ln \left(\frac{1}{Z} \right) \right]^2, \quad (3.11)$$

а Γ визначається за формулами (3.2)-(3.3), Z_0 – імпеданс вільного простору, Z – імпеданс у матеріалі зразка, який визначається за формулою

$$Z = \frac{S_{21} + S_{11} - \Gamma}{1 - (S_{21} + S_{11})\Gamma}. \quad (3.12)$$

На рис. 3.22 представлені спектри дійсних частин ефективних відносних діелектричної (ϵ_{real}) та магнітної проникностей (μ_{real}) досліджуваного зразка для "v-v" випадку і "p-p" випадку як результат перерахунку за допомогою моделей формул (3.9)-(3.12). Також на цьому рисунку для зручності наведені значення відносно діелектричної і відносно магнітної проникностей матеріалу матриці, що помічені символами "only wax".

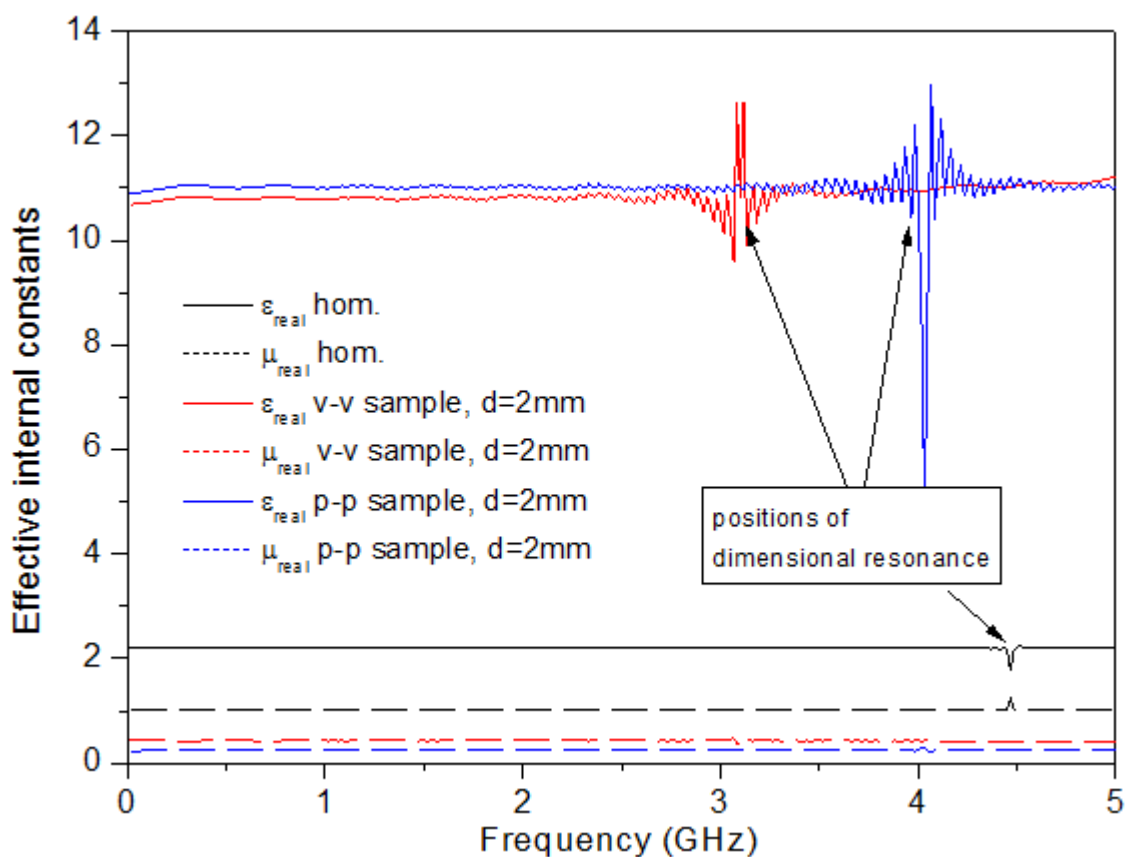


Рис. 3.22. Зміна дійсних частин ефективних відносних проникностей навантаженого метаматеріальним зразком резонатора для "p-p"-випадку (криві "p-p sample"), "v-v"-випадку (криві "v-v sample") і однорідним зразком (криві "hom.") у діапазоні частот від 0,05 ГГц до 5 ГГц

Як видно на рис. 3.22, значення дійсних частин комплексних проникностей добре узгоджуються з їх значеннями, отриманими при використанні однорідної моделі з тією ж самою геометрією, що і досліджуваний метаматеріальний зразок. Це дозволяє припустити, що метаматеріальні структури, подібні досліджуваним зразкам, можуть бути

використані для розробки принципово нових НВЧ-хвилеводів і НВЧ-резонаторів, альтернативних до вже існуючих.

На спектрах дійсних частин ефективних відносних діелектричної та магнітної проникностей на рис. 3.22 чітко видно аномальні піки, середини яких відповідають першому розмірному резонансу метаматеріальних зразків, що досліджуються. Важливо зазначити, що аномальні піки розмірного резонансу не так чітко видно на кривих S-параметрів для даного діаметра металевих включень (0,0004 м), як відповідні піки S-параметрів на випадок більш тонких включень (0,0002 м), що відповідають спектрам S-параметрів рис. 3.13-3.16.

Проведені вище вимірювання дозволили зробити важливий висновок, що вставка металевих включень у діелектричну матрицю призводить до зміни ефективної довжини хвилі резонатора λ_G . З цієї ж причини частоти розмірного резонансу відрізняються для "p-p"- і "v-v"-випадків. При цьому відношення l/λ_G , де l – довжина досліджуваного метаматеріального зразка, залишається майже лінійною для обраного діапазону частот, рис. 3.23. При цьому важливо зазначити, що математичні моделі роботи [80], які використовуються для перерахунку ефективних відносних проникностей за відповідними спектрами S-параметрів, можуть бути використані лише для випадку, коли $l/\lambda_G < 1$, що, очевидно, є у даному випадку межею застосування теорії ефективного середовища.

Нижче в даному підрозділі були проведені обчислення для різних значень відносної магнітної проникності залізних (феромагнітних) включень, індукованих магнітною компонентою падаючої ЕМ-хвилі. Такий підхід обумовлений тим фактом, що наявність зовнішнього магнітного змінного поля в НВЧ-діапазоні може призводити до індуктування відносної магнітної проникності феромагнітного металевих матеріалу до значень, що помітно перевищують одиницю, [160].

На рис. 3.24 і рис. 3.25 представлені результати чисельного FDTD-моделювання в безмежному середовищі з використанням електромагнітного

симулятора PLANC FDTD для залежностей дійсних частин ефективних відносних діелектричної і магнітної проникностей від металевої об'ємної частки включень для "p-p"- і "v-v"-випадків. Моделювання проводилося на частоті 0,5 ГГц.

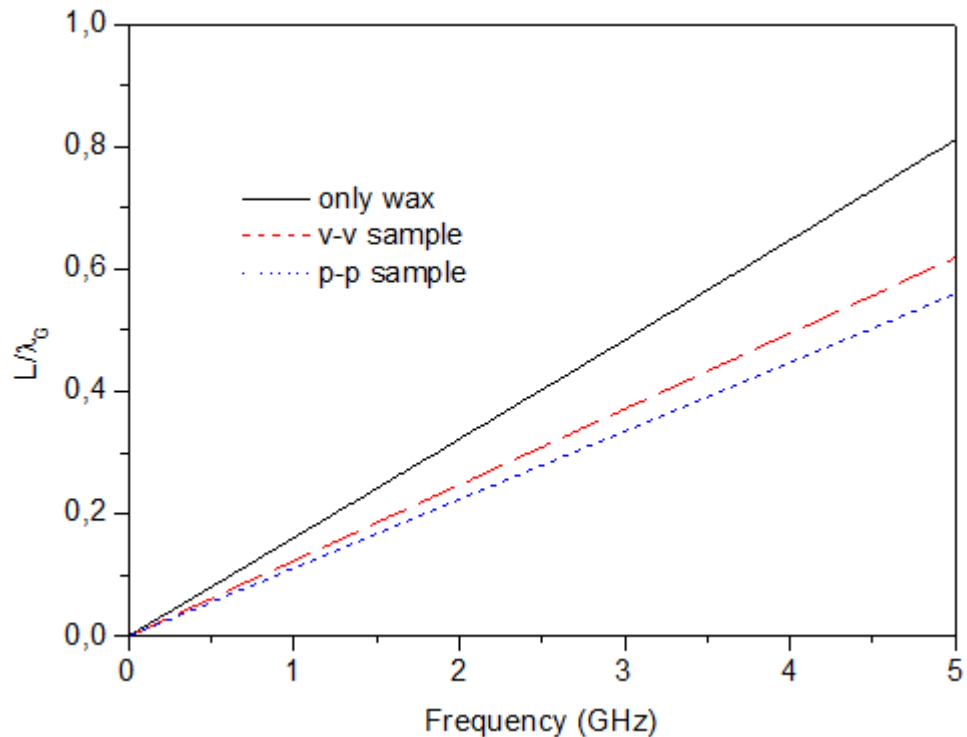


Рис. 3.23. Відношення l/λ_G ("p-p" випадок (крива "p-p sample") і "v-v"-випадок (крива "v-v sample")) і однорідним зразком (крива "only wax")

Як видно з графіків рис. 3.24 і рис. 3.25, приріст ефективної відносної діелектричної проникності метаматеріального середовища практично не залежить від значень відносної магнітної проникності включень у даному діапазоні частот (що і дозволило сформулювати адекватні моделі для ЕМ-відгуків попереднього розділу на випадок циліндричних включень). Проте даний приріст ефективної діелектричної проникності дещо більший для "v-v"-випадку. Це пов'язано з тим, що ефективна магнітна проникність метаматеріалу залежить від орієнтації дротів метаматеріальних зразків по відношенню до падаючої ЕМ-хвилі через анізотропію магнітного моменту феромагнітних проводів, що з'являється під впливом магнітної компоненти падаючої ЕМ-хвилі. Так, зміна дійсної частини ефективної магнітної

проникності метаматеріалу не є суттєвою в "р-р"-випадку, рис. 3.24, у той час як у "v-v"-випадку така зміна цілком очевидна, рис. 3.25.

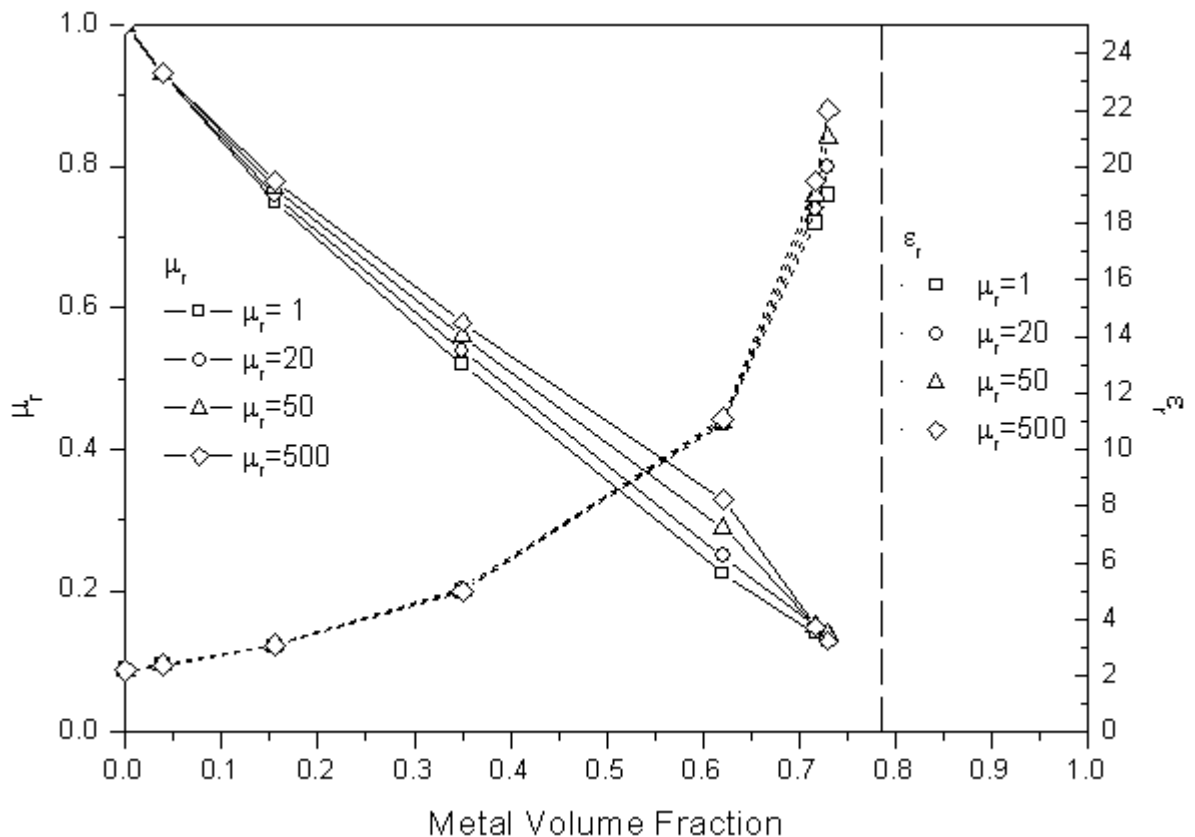


Рис. 3.24. Залежність дійсних частин ефективних відносних проникностей безмежного метаматеріального середовища від об'ємної частки феромагнітних металевих дрітків для різних значень індукованої відносної магнітної проникності проводів: "р-р"-випадок

Приріст ефективної відносної діелектричної проникності розглянутого метаматеріального середовища може контролюватися діелектричними властивостями матриці і механізмами провідності включень (у даному випадку металевих включень - за рахунок упорядкованого руху вільних електронів), в той час як зміна її ефективної відносної магнітної проникності може контролюватися ступенем намагніченості феромагнітних включень. Втрати ж метаматеріалу на певних частотах можуть контролюватися шляхом відповідного вибору діелектрика для матриці і магнітного матеріалу включень. Описаними властивостями володіють феритоподібні матеріали. Саме тому досліджуване середовище може розглядатися як штучний

феромагнітний матеріал нового покоління або ж штучний магнітний метаматеріал, який також іноді прийнято називати метаферритом (metaferrite).

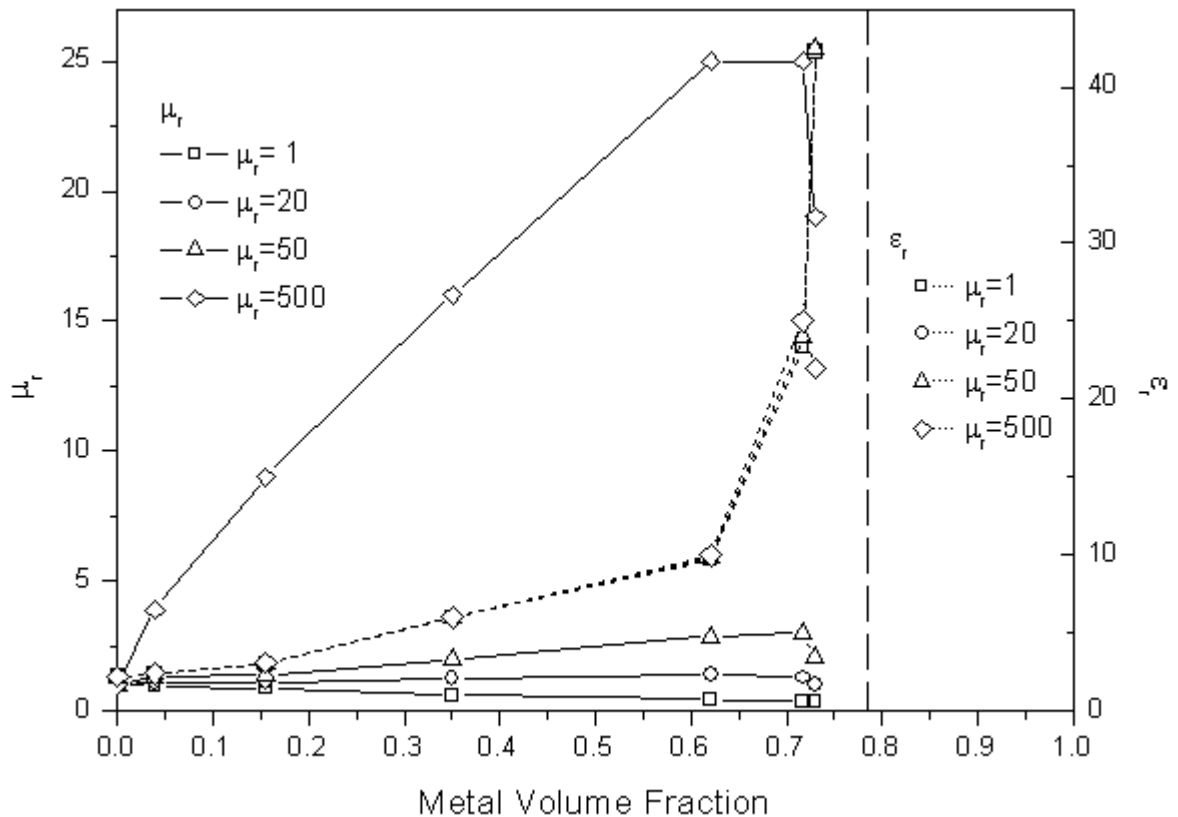


Рис. 3.25. Залежність дійсних частин ефективних відносних проникностей безмежного метаматеріального середовища від об'ємної частки феромагнітних металевих дротів для різних значень індукованої відносної магнітної проникності проводів: "v-v"-випадок

3.4. Випромінювальна метаматеріальна система з малим коефіцієнтом заломлення

У цьому підрозділі розглянуто результати експериментального вивчення впливу метаматеріального зразка на випромінювальні властивості прямокутної мікросмужкової антени. Для проведення експерименту були виготовлені метаматеріальні зразки тих же самих розмірів, що і на рис. 3.5, але з матрицею, що має діелектричну постійну 3.3 (див. рис. 3.25). Також була виготовлена прямокутна мікросмужкова антена (рис. 3.26), що живиться за допомогою коаксiального роз'єму. Випромінювальний елемент антени (патч) мав розміри 0,0198 м на 0,0248 м, а товщина підкладки була обрано рівною 0,0015 м. В якості матеріалу підкладки був обраний текстоліт із

діелектричної постійної, що дорівнює 3. Резонансна частота такої антени виявляється рівною 4,27 ГГц. Важливо відзначити, що метаматеріальний зразок під час експерименту розташовувався на поверхні антени таким чином, щоб повністю покривати її патч, рис. 3.27.

В експерименті проводилися вимірювання S-параметрів даної антени з метаматеріальним зразком (тут і далі в роботі названа як "антенна структура") і без нього. Причому використовувалися метаматеріальні зразки з залізними (феромагнітними) і мідними дротами. FDTD-обчислення, зроблені з використанням електромагнітного симулятора PLANC FDTD, показали помітні поліпшення коефіцієнта посилення за потужністю і коефіцієнта корисної дії антенної структури саме в разі феромагнітних включень. При цьому також порівнювалися ДС за напруженістю електричного поля антенної структури і самої антени, наведеної на рис. 3.28 і рис. 3.29 відповідно, а також розподілу інтенсивностей їх полів у ближній зоні (рис. 3.30 і рис. 3.31 відповідно), обчислених у площині, перпендикулярній підкладці антен і в площині, що ділить навпіл антену уздовж патча.



Рис. 3.26. Метаматеріальні зразки. Зліва: зразок з повітряними отворами; справа: зразок з залізними дротами

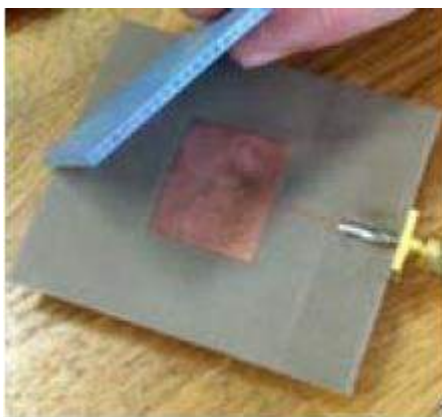


Рис. 3.27. Метаматеріальний зразок, що знаходиться на поверхні прямокутної мікросмужкової антени

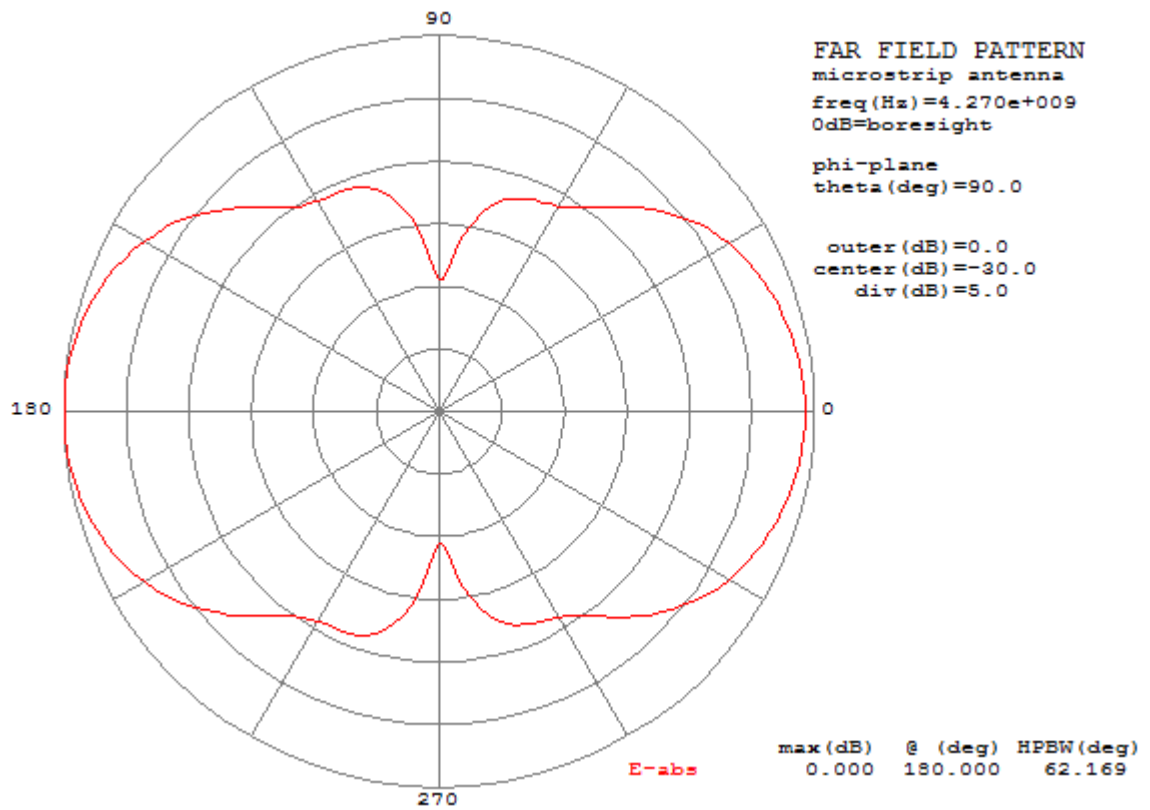


Рис. 3.28. Діаграма спрямованості мікросмужкової антени без метаматеріала

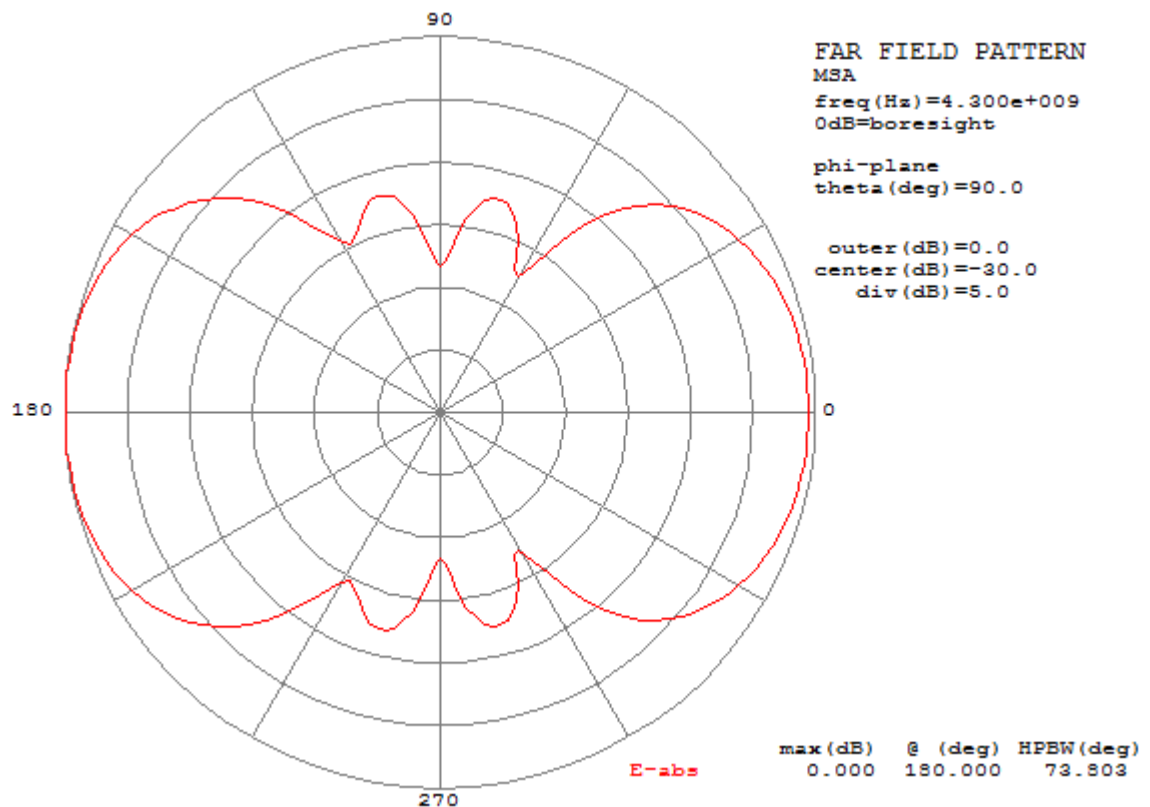


Рис. 3.29. Діаграма спрямованості мікросмужкової антени з метаматеріалом, розташованим поверх антени

Як видно з рис. 3.28 і рис. 3.29, ДС антенної структури і самої антени розрізняються незначно, у той час як значення інтенсивностей їх полів у ближній зоні помітно відрізняються (див. рис. 3.30-3.31): у разі антенної структури ці значення трохи нижчі, ніж у разі самої антени. При цьому важливо відзначити, що в разі використання мідних включень, інтенсивності полів у ближній зоні для антенної структури і самої антени приблизно однакові.

За допомогою FDTD-моделювання максимальне значення коефіцієнта посилення за проектною потужністю G_{\max} і значення коефіцієнта корисної дії $KKД$ були отримані при $\theta = 55^\circ$, $\varphi = 180^\circ$. При цьому $G_{\max} = 6,14$ dB без метаматеріального зразка і $G_{\max} = 6,82$ dB з метаматеріальним зразком, у той час як $KKД$ антени дорівнює 47,74 % без метаматеріалу і 49,91 % з ним. Ці результати дозволяють зробити висновок про принципову можливість використання покриття мікросмужкових антен плоскими метаматеріальними зразками з феромагнітними включеннями у мобільному зв'язку, тому що використання метаматеріальної надложки призводить до поліпшення таких характеристик поля у далекій зоні, як G_{\max} і $KKД$ при зменшенні інтенсивності поля у ближній зоні. Останній результат особливо важливий з точки зору негативного впливу електромагнітного випромінювання на біологічні об'єкти.

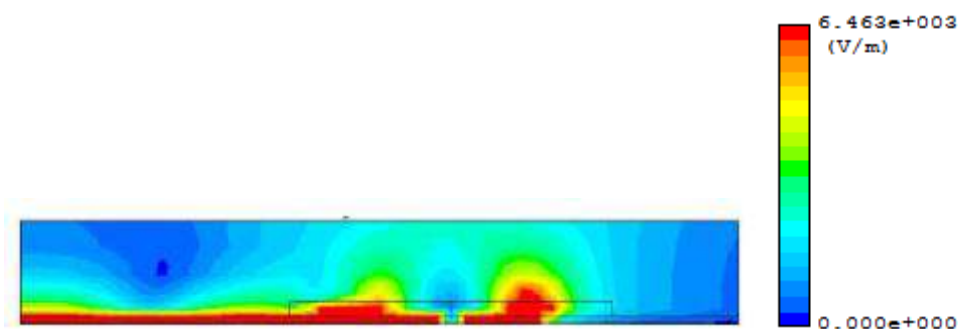


Рис. 3.30. Поле в ближній зоні мікросмужкової антени без метаматеріалу, обчислене у площині, перпендикулярній до підкладки і паралельній до патчу

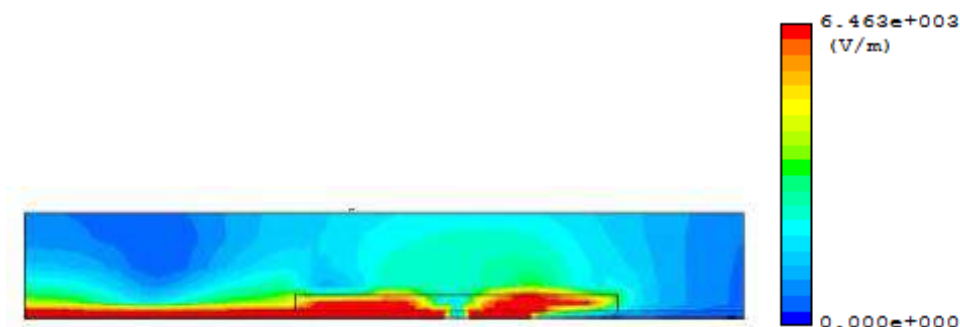


Рис. 3.31. Поле в ближній зоні мікросмужкової антени з метаматеріалом (розташованим поверх антени), обчислене у площині, перпендикулярній до підкладки і паралельній до патчу

Експеримент також показав, що у випадку феромагнітних включень спостерігалось зменшення дійсних частин ефективної відносної діелектричної проникності та ефективного коефіцієнта заломлення випромінювальної системи з 1 до 0,5 і нижче при накладанні метаматеріального зразка на поверхню мікросмужкової антени, у той час як дійсна частина ефективної відносної діелектричної проникності антени без надложки і дійсна частина її коефіцієнта заломлення виявилися рівними одиниці. При цьому екстремум кривої S_{11} -параметра випромінювальної системи зсунутий праворуч по відношенню до кривої S_{11} -параметра антени без метаматеріального зразка, рис. 3.32, на протипагу ефекту приросту діелектричної проникності, при якому відповідний екстремум спектра S_{11} -параметра зсувається ліворуч. Останній зсув спостерігається лише у разі, коли дроти метаматеріального зразка розташовані перпендикулярно патчу антени (криві "с" на рис. 3.32), у той час як у разі паралельного розташування дротів зразка по відношенню до патчу антени (криві "b" на рис. 3.32) зсув екстремуму S_{11} -параметра має місце незначно вправоруч у порівнянні з положенням відповідного екстремуму спектра S_{11} -параметра антени без метаматеріального зразка (криві "а" на рис. 3.32).

Визначимо фізично наслідки останнього результату, використовуючи достатньо просту плоску модель.

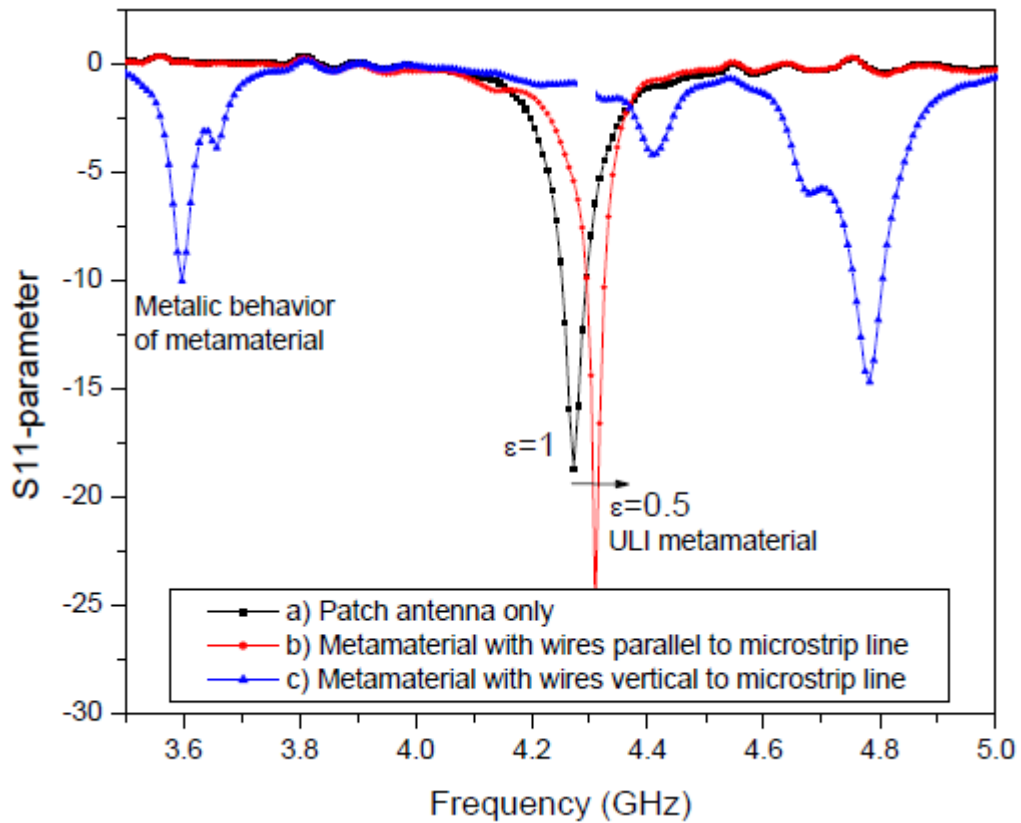


Рис. 3.32. Частотна залежність S11-параметра метаматеріальної антени без зразка (криві "a"); зі зразком, дроти якого розташовані паралельно патчу (криві "b"); зі зразком, дроти якого розташовані перпендикулярно патчу (криві "c").

Нехай n_{eff} – ефективний коефіцієнт заломлення даної антеної системи. Близню зону такої системи уявимо у вигляді плоскої межі розділу двох середовищ: діелектричного півпростору з коефіцієнтом заломлення n_{eff} і вільного простору з коефіцієнтом заломлення n_0 , як показано на рис. 3.33. Тоді за законом Снеліуса на межі розділу середовищ матимемо: $n_0 \sin \varphi = n_{eff} \sin \theta$, де φ – кут падіння / відбиття у вільному просторі, а θ – кут заломлення в діелектричному півпросторі (тобто в об'ємі випромінювальної системи). Згідно з результатами вимірювань $\text{Re}(n_{eff}) < 1$. З останнього рівняння випливає, що кут φ також буде мати мале значення. Останнє означає, що напрямок розповсюдження ЕМ-хвиль на поверхні антени "прагне" бути перпендикулярними до поверхні метаматеріального зразка. А це в свою чергу означає, що метаматеріальний зразок фокусує ЕМ-

поле, яке випромінюється мікросмужкової антеною, що відбувається за рахунок спрямованої емісії, механізм якої докладно висвітлено в роботі [161].

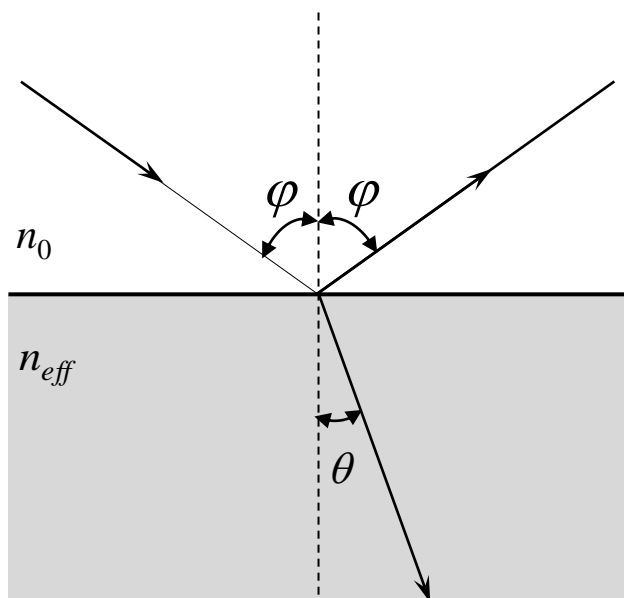


Рис. 3.33. Допоміжна геометрія експерименту

Саме явище, при якому дійсна частина ефективної відносної діелектричної проникності випромінювальної системи стає помітно меншою за одиницю, можна пояснити впливом зовнішнього ЕМ-поля, що збуджується патчем, на феромагнітні включення. У цьому випадку можна припустити, що значення дійсної частини відносної магнітної проникності метаматеріального зразка змінюється. Так, наприклад, якщо вважати, що це значення було близьким до одиниці, то після впливу зовнішнього змінного магнітного поля (обумовленого магнітною компонентою падаючої ЕМ-хвилі) значення дійсної частини відносної магнітної проникності стає меншим за одиницю або навіть негативним. Щоб переконатися в останньому припущенні, уявімо дану випромінюючу систему, в якій дроти метаматеріальної надложки паралельні до патчу, у вигляді двошарового неаксіального анізотропного середовища з оптичною віссю, перпендикулярною до площини метаматеріального зразка. Тоді, враховуючи поляризацію випромінюваних антеною ЕМ-хвиль, НВЧ-наближення для

комплексних ефективних відносних діелектричної ε_{eff}^* і магнітної μ_{eff}^* проникностями випромінювальної системи будуть визначатися виразами, [162]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\varepsilon_{eff}^*} &= \frac{1}{\varepsilon^*} \frac{h}{d+h} + \frac{1}{\varepsilon_{reff}} \frac{d}{d+h}, \\ \mu_{eff}^* &= \frac{\mu^* h + d}{d+h}, \end{aligned} \right\} \quad (3.13)$$

де ε^* – ефективна відносна діелектрична проникність метаматеріального зразка, а μ^* – його ефективна відносна магнітна проникність, h – товщина зразка (що дорівнює постійній елементарної комірки метаматеріалу), d – товщина підкладки антени, ε_{reff} – ефективна відносна діелектрична проникність антени, яка визначається формулою, [163]:

$$\varepsilon_{reff} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \left[1 + 12 \frac{d}{W} \right]^{-1/2}, \quad (3.14)$$

де ε_r – відносна діелектрична проникність підкладки, W – ширина патча антени (рис. 3.34), яка визначається формулою, [163]:

$$W = \frac{c}{2f_r} \sqrt{\frac{2}{1 + \varepsilon_r}}, \quad (3.15)$$

де f_r – резонансна частота антени, c – швидкість світла у вакуумі, L – довжина патча антени (рис. 3.34), яка визначається формулою, [163]:

$$L = L_{eff} - 2\Delta L = \frac{c}{2f_r \sqrt{\varepsilon_{reff}}} - 0.824d \frac{(\varepsilon_{reff} + 0.3) \left(\frac{W}{d} + 0.264 \right)}{(\varepsilon_{reff} - 0.258) \left(\frac{W}{d} + 0.8 \right)}. \quad (3.16)$$

Величина ΔL у виразі (3.16) визначає ширину крайових ефектів за довжиною патча антени, а перший доданок у виразі (3.16) являє собою так звану ефективну довжину антени

$$L_{eff} = \frac{c}{2f_r \sqrt{\epsilon_{reff}}}, \quad (3.17)$$

що включає до себе області крайових ефектів, приблизно рівних по ΔL з кожного боку патча, рис. 3.34.

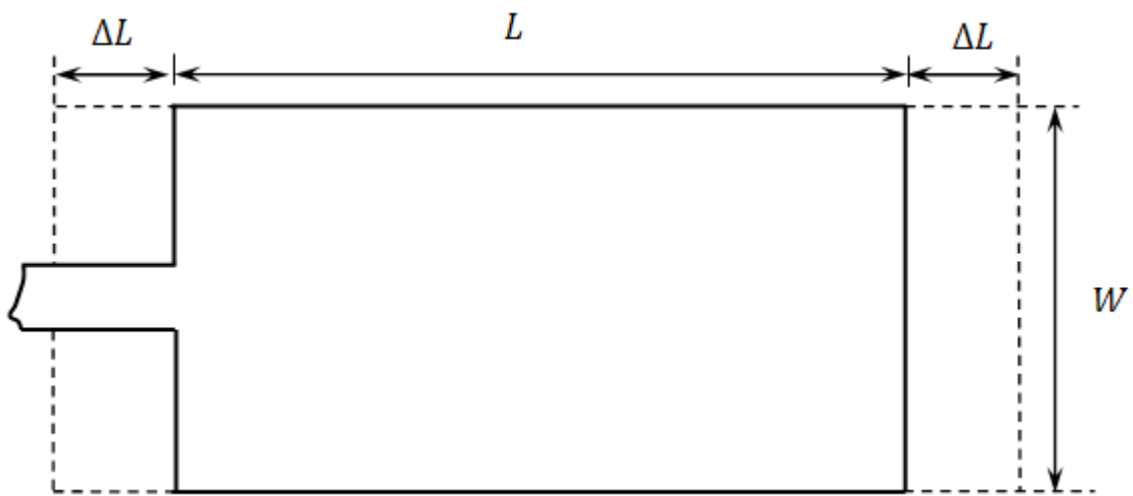


Рис. 3.34. Двовірна геометрія прямокутної мікросмужкової антени, що живиться за допомогою коаксіального конектора

Оскільки площа метаматеріального зразка є більшою за площу патча антени і він повністю покриває її, то можна припустити, що ϵ^* й μ^* близькі до ефективних проникностей нескінченної метаматеріальної пластини з постійною елементарної комірки, що дорівнює постійній елементарної комірки, яка покриває метаматеріальний зразок. FDTD-моделювання у безмежному середовищі ефективних параметрів такої нескінченної метаматеріальної пластини на частоті 4,3 ГГц (як видно з рис. 3.32, це є резонансна частота, на якій випромінює антенна система) дозволило отримати дані, що: $\epsilon^* = 2,8778 + 0,1011i$, $\mu^* = 0,812 + 0,0269i$. Підставляючи

ці результати у рівності (3.13), отримаємо: $\varepsilon_{eff}^* = 3,4782 + 0,059i$, $\mu_{eff}^* = 0,9295 + 0,0101i$. Дані значення можуть бути використані для обчислення ефективного коефіцієнта заломлення антенної системи: $n_{eff}^* = \sqrt{\varepsilon_{eff}^* \cdot \mu_{eff}^*}$. При цьому виходить, що $n_{eff}^* = 1,7981 + 0,0250i$.

Як видно з останнього результату, дійсна частина ефективного коефіцієнта заломлення випромінювальної системи є більшою за одиницю, у той час як відповідно до експерименту його значення дорівнювало 0,5. Дане протиріччя може бути подолане з урахуванням припущення, що мале значення ефективного коефіцієнта заломлення випромінювальної антенної системи має місце лише у випадку феромагнітних включень, для яких відбувається зміна магнітного моменту матеріалу включень під дією магнітної компоненти поля падаючої ЕМ-хвилі. У результаті чого, дійсне значення відносної магнітної проникності включень стає меншим за одиницю або навіть негативним. Дійсно, як уже було видно неодноразово раніше, $\text{Re}(\varepsilon_{eff}^*) > 0$. У той же час, згідно з результатами експерименту $0 < \text{Re}(\sqrt{\varepsilon_{eff}^* \cdot \mu_{eff}^*}) < 1$. Аналізуючи разом останні три нерівності, отримаємо:

$$0 < \mu_{eff}^* < 1. \quad (3.18)$$

Підставляючи нижню рівність з (3.13) в нерівність (3.18) після деяких перетворень отримаємо:

$$-\frac{h}{d} < \text{Re}(\mu^*) < 1. \quad (3.19)$$

Обчислимо дійсну частину μ^* . З огляду на результати, наведені в табл. 2.3-2.4, можна зробити висновок, що $\text{Re}(n_{eff}^*)^2 < 10^{-4}$ і $\text{Re}(\mu_{eff}^*) \cdot \text{Re}(\varepsilon_{eff}^*) \leq 10^{-4}$. Тоді вираз для квадрата ефективного коефіцієнта

заломлення $(n_{eff}^*)^2 = \varepsilon_{eff}^* \cdot \mu_{eff}^*$ може бути записано у вигляді:

$$\left[\operatorname{Re}(n_{eff}^*) \right]^2 \approx \operatorname{Re}(\mu_{eff}^*) \cdot \operatorname{Re}(\varepsilon_{eff}^*). \quad (3.20)$$

Підставляючи вираз (3.20) у другу рівність (3.13), після нескладних перетворень з урахуванням результатів експерименту, де $\operatorname{Re}(\varepsilon_{eff}^*) \approx 0,5$, дає:

$$\operatorname{Re}(\mu^*) \approx \left(1 + \frac{d}{h} \right) \cdot \frac{\left[\operatorname{Re}(n_{eff}^*) \right]^2}{\operatorname{Re}(\varepsilon_{eff}^*)} - \frac{d}{h}. \quad (3.21)$$

Підставляючи вже отримані результати для $\operatorname{Re}(n_{eff}^*)$ і ε_{eff}^* у формулу (3.21), наближено отримаємо, що $\operatorname{Re}(\mu^*) = -0,33379$. Даний результат перебуває у повній відповідності з припущенням, згідно з яким зміна магнітного моменту феромагнітних включень метаматеріального зразка відбувається під дією магнітної компоненти ЕМ-хвилі, що збуджується антеною.

3.5. Висновки до третього розділу

Композитні матеріали у вигляді діелектричних матриць правильної форми з періодичним чином вбудованими в них металевими включеннями циліндричної форми відрізняються такими властивості:

- 1) приростом дійсної частини ефективної відносної діелектричної проникності і діамагнітною дійсною частиною відносної магнітної проникності, причому дані ефекти посилюються нелінійно зі зростанням об'ємної частки металевих включень;
- 2) S-параметри містять аномальні піки, обумовлені розмірним резонансом (кінцевістю розмірів включень);
- 3) приростом дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності на випадок феромагнітних металевих включень завдяки індукованій магнітній

проникності матеріалу включень;

4) можуть бути використані для поліпшення таких параметрів мікросмушкової антени як коефіцієнт посилення за потужністю і коефіцієнт корисної дії при повному покритті її патча плоским метаматеріальним зразком;

5) можуть використовуватися у мобільному зв'язку при розробці антен, для яких поле у ближній зоні є малим, а такі характеристики поля в далекій зоні, як коефіцієнт посилення за потужністю і коефіцієнт корисної дії, покращені.

Результати досліджень, викладені у даному розділі, відображені у публікаціях здобувача: [17], [18], [20], [22], [37] (статті у журналах), [44], [46] (тези конференцій).

РОЗДІЛ 4

ЕФЕКТИВНІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ ШАРУВАТИХ КОМПОЗИТНИХ МАТЕРІАЛІВ

Математичні моделі ефективних ЕМ-відгуків композитних матеріалів і метаматеріалів, як правило, створюються для безмежних середовищ, що пов'язано з труднощами отримання аналітичних рішень для відповідних обмежених у просторі моделей зворотних задач математичної фізики. Поодинокі вдалі спроби для окремих випадків, наприклад, [74, 164, 165], є досить помітними подіями у сучасній радіофізиці. Перший підрозділ даного розділу якраз і присвячений отриманню нових аналітичних рішень для шаруватих металодіелектричних структур.

Урахування меж метаматеріалів є дуже важливим фактором при характеристиці реальних метаматеріалів на рівні їх ефективних атомів, у нашому випадку на рівні, сумірному з розмірами елементарної комірки. Тому важливим завданням при оцінці ефективних властивостей метаматеріалів є розробка методів для оцінювання ефективних ЕМ-відгуків шаруватих метаматеріалів з товщинами, рівними постійній елементарній комірці структури. Останній підрозділ даного розділу дисертації присвячений розробці чисельно-аналітичного алгоритму пошарової декомпозиції плоских метаматеріальних середовищ, що підтримує основну ідею роботи [166], в якій для обчислення ефективного відгуку метаматеріалу запропоновано і апробовано ідею умовного поділу метаматеріалу на однакові структурні шари.

4.1. Ефективні властивості нескінченного діелектричного шару з періодично вбудованими круговими металевими циліндрами

4.1.1. Ефективний електромагнітний відгук нескінченного ланцюжка кругових металевих циліндрів

Розглянемо нескінченний ланцюжок нескінченно довгих кругових

немагнітних металевих циліндрів із високою провідністю, що періодично розташовані вздовж напрямку, паралельного їх поперечному перерізу, рис. 4.1, де r – радіус циліндрів, d – відстань між циліндрами. Нехай дана композитна структура перебуває у вільному просторі.

Для простоти у даному розділі розглядається тільки нормальне падіння первинної плоскої монохроматичної хвилі з круговою частотою ω і хвильовим числом k на ланцюжок циліндрів, причому передбачається, що електрична компонента хвилі перпендикулярна осям циліндрів. Тоді НВЧ-наближення (дипольне наближення) для повного коефіцієнта відбиття R і повного коефіцієнта проходження T визначається формулами (4.1)-(4.2), отриманими при вирішенні відповідної задачі дифракції плоскої монохроматичної хвилі на нескінченному ланцюжку діелектричних циліндрів в роботі [167]:

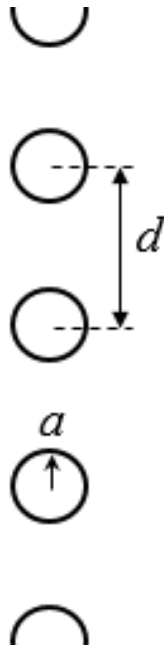


Рис. 4.1. Нескінченний ланцюжок кругових циліндрів у вільному просторі

$$R = \frac{1}{kd} (2b_0^+ - 4b_1^-), \quad (4.1)$$

$$T = 1 + \frac{1}{kd} (2b_0^+ + 4b_1^-), \quad (4.2)$$

$$\text{де: } b_0^+ = \frac{-1}{I_0' + it_0}; \quad I_0' = \frac{2}{kd}; \quad t_0 = N_0 + \frac{i}{a_0'}; \quad N_0 = \frac{-2}{\pi} \ln \frac{1,781 \cdot kd}{4\pi} - 1,202 \cdot \frac{(kd)^2}{4\pi^3};$$

$$a_0' = -\frac{i\pi\xi^2}{4} \frac{1 - \eta K + \frac{\xi^2}{4} \left[\eta K \left(\frac{\eta^2}{2} + 1 \right) - \eta^2 + \frac{1}{2} \right]}{1 - \frac{\xi^2}{4} \left[\eta^2 - 1 + 2 \ln \frac{2}{1,781 \cdot \xi} (\eta K - 1) \right]}; \quad K = \eta \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_i}; \quad \eta = \sqrt{\frac{\varepsilon_i \mu_i}{\varepsilon_s \mu_s}};$$

$$b_1^- = \frac{-kd}{4 + ikdt_1}; \quad t_1 = N_0 + N_2 + \frac{i}{a_1'}; \quad N_2 = \frac{-4\pi}{3(kd)^2} + \frac{1}{\pi} - 1,202 \cdot \frac{(kd)^2}{8\pi^3};$$

$$a_1' = -\frac{i\pi\xi^2}{4} \frac{K - \eta + \frac{\xi^2}{8} [\eta(3 + \eta^2) - K(1 + 3\eta^2)]}{K + \eta + \frac{\xi^2}{8} \left[\eta + 2K - \eta^2(\eta + 3K) + 4 \log \frac{2}{1,781 \cdot \xi} (K - \eta) \right]}; \quad \xi = kr.$$

В останніх формулах ε_s – відносна діелектрична проникність вільного простору, а μ_s – його відносна магнітна проникність; ε_i – відносна діелектрична проникність циліндрів, яка визначається виразом (2.8), а μ_i – їх відносна магнітна проникність, яка визначається виразом, [146]:

$$\mu_i = 1 - \frac{1}{2\pi} \left(1 - \frac{1}{sr} \frac{J_1(s\rho)}{J_0(s\rho)} \right), \quad (4.3)$$

де $J_n(x)$ – функція Бесселя n -го роду, $s = \frac{1+i}{c} \sqrt{2\pi\sigma\omega}$.

Важливо зазначити, що, розглядаючи діелектричні циліндри, у випадку $r/d \ll 1$ вирази (4.1)-(4.2) співпадають з виразами, отриманими при розв'язанні аналогічної задачі в праці [168], маючи при цьому більш компактний вигляд. Проте важливим моментом у даній дисертації є розгляд не тільки малих включень, але й великих, що досягається частково за рахунок високопровідних включень [144], а частково шляхом урахування магнітної

поляризованості металевих включень під дією магнітної компоненти падаючої ЕМ-хвилі.

У даному розділі ланцюжок циліндрів розглядається як нескінченно довгий шар штучного діелектрика з позицій теорії ефективного середовища, що цілком припустимо з точки зору обмежень роботи [167]: $kr, kd \ll 1$. У цьому випадку ЕМ-відгук ланцюжка у ближній зоні може бути представлений за допомогою його ефективних відносних проникностей ε_{eff} і μ_{eff} , які є функціями частоти первинної хвилі. Оптичні властивості ланцюжка у ближній зоні можуть бути представлені за допомогою ефективного коефіцієнта заломлення $n_{eff} = \sqrt{\varepsilon_{eff} \cdot \mu_{eff}}$. Отримаємо НВЧ-наближення для вищевказаних ефективних параметрів. Для того, щоб зробити це, спочатку врахуємо, що повний коефіцієнт відбиття R діелектричного шару і його повний коефіцієнт проходження T може бути визначений такими виразами [169]:

$$R = \rho_0 \frac{1 - e^{-2ik_{eff}l}}{1 - \rho_0^2 e^{-2ik_{eff}l}}, \quad (4.4)$$

$$T = \frac{1 - \rho_0^2}{1 - \rho_0^2 e^{-2ik_{eff}l}} e^{-ik_{eff}l}, \quad (4.5)$$

де ліві частини (4.4) і (4.5) описуються правими частинами (4.1) і (4.2) відповідно, $\rho_0 = (Z_{eff} - 1)/(Z_{eff} + 1)$, – комплексний коефіцієнт відбиття Френеля, $Z_{eff} = \sqrt{\mu_{eff}/\varepsilon_{eff}}$ – ефективний нормований повний опір ланцюжка, $k_{eff} = k_0 n_{eff} = \sqrt{\varepsilon_{eff} \cdot \mu_{eff}} \cdot \omega/c$ – ефективне хвильове число в ланцюжку. Причому, у цій задачі: $l = 2r$.

Вирішуючи рівність (4.4) і рівність (4.5) відносно ρ_0 , отримуємо вираз комплексного коефіцієнта Френеля, вираженого лише у термінах повного коефіцієнта відбиття R і проходження T

$$\rho_0 = \frac{1}{2R} \left[R^2 - T^2 + 1 \pm \sqrt{(R^2 - T^2 + 1)^2 - 4R^2} \right]. \quad (4.6)$$

У той же час, вирішуючи рівність (4.4) і рівність (4.5) відносно $e^{-ik_{eff}l}$, отримуємо:

$$e^{-ik_{eff}l} = \frac{R + T - \rho_0}{1 - (R + T)\rho_0}, \quad (4.7)$$

де для величини ρ_0 використовуємо вираз із рівності (4.6). При цьому вибір знака в (4.6) визначається тим фактом, що коефіцієнт відбиття Френеля не може за модулем перевищувати одиницю, тобто вибір знака в рівності (4.6) визначається нерівністю: $|\rho_0| \leq 1$.

Узявши логарифм від лівої і правої частин нерівності (4.7), з урахуванням рівності $k_{eff} = n_{eff} \omega/c$, будемо мати:

$$n_{eff} = \frac{ic}{l\omega} \ln \left(\frac{R + T - \rho_0}{1 - (R + T)\rho_0} \right) \quad (4.8.1)$$

або ж у формі, що явно враховує гілки логарифмічної функції

$$n_{eff} = \frac{ic}{l\omega} [\log(f) + i(\varphi + 2\pi m)], \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.8.2)$$

де

$$f = \frac{R + T - \rho_0}{1 - (R + T)\rho_0}, \quad (4.9)$$

і φ – головне значення аргументу комплексної функції f .

Далі будемо дотримуватись основних положень теорії ефективного середовища. Тоді $\lambda_{eff}/4 > l$, де λ_{eff} – ефективна довжина хвилі в ланцюжку, і

в цій задачі можна обрати першу гілку логарифмічної функції у виразі (4.8.2), тобто $n = 0$, (див. роботу [15]).

Використовуючи формули (4.8) і результати роботи [153], вирази для ефективних відносних проникностей ланцюжка циліндрів можуть бути записані у вигляді:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{eff} &= \left(\frac{1 - \rho_0}{1 + \rho_0} \right) \cdot n_{eff}, \\ \mu_{eff} &= \left(\frac{1 + \rho_0}{1 - \rho_0} \right) \cdot n_{eff}. \end{aligned} \right\} \quad (4.10)$$

Проведемо оцінку точності й межі застосування моделей, які визначаються рівностями (4.8)-(4.10). Для цієї мети можна порівняти результати моделювання із використанням останніх рівностей з результатами FDTD-моделювання, що можуть бути отримані на основі програмного забезпечення PLANC FDTD. У результаті такого FDTD-моделювання, як і в третьому розділі цієї дисертації, отримаємо чисельні дані для комплексних S-параметрів розглядаємого ланцюжка циліндрів, які ми потім використаємо для визначення комплексних ефективних відносних проникностей описаної вище моделі середовища за формулами (3.1)-(3.5).

На рис. 4.2-4.3. представлені графіки залежностей для дійсних частин ефективних відносних проникностей ланцюжка мідних циліндрів від їх об'ємної частки $F = \pi r/2d$. Для зручності передбачається, що циліндри перебувають у повітрі ($\varepsilon_s = 1$, $\mu_s = 1$). Лінійні поперечні розміри одиничної комірки ланцюжка $2r$ на $d = 0,001$ м. Відносна магнітна проникність матеріалу циліндрів прийнята такою, що дорівнює одиниці, у той час як проникність матеріалу циліндрів обчислювалася за формулою (2.8). Криві, що відповідають аналітичному моделюванню і обчислені за допомогою формул (4.10), відзначені словом "analytical", а криві, що відповідають чисельному моделюванню, відзначаються словом "numerical". Обчислення

проведені на частоті 1 ГГц.

Як можна бачити з рис. 4.2-4.3, гарна погодженість між результатами чисельного моделювання (криві "numerical") і результатами аналітичного моделювання (криві "analytical") має місце для досить малих значень об'ємної частки металевих включень ($F \leq 0,4$), що перебуває у повному узгодженні з результатами роботи [167]. Різниця між результатами чисельного та аналітичного моделювання збільшується зі зростанням об'ємної частки металевих включень. Тангенси кутів діелектричних і магнітних втрат мають порядок, що не перевищує 10^{-2} як у разі чисельних розрахунків, так і в разі аналітичного моделювання, що дозволяє зробити висновок про відносно невеликі втрати розглянутої композитної структури. Останній результат є дуже важливим з точки зору можливих практичних застосувань структури, що розглядається.

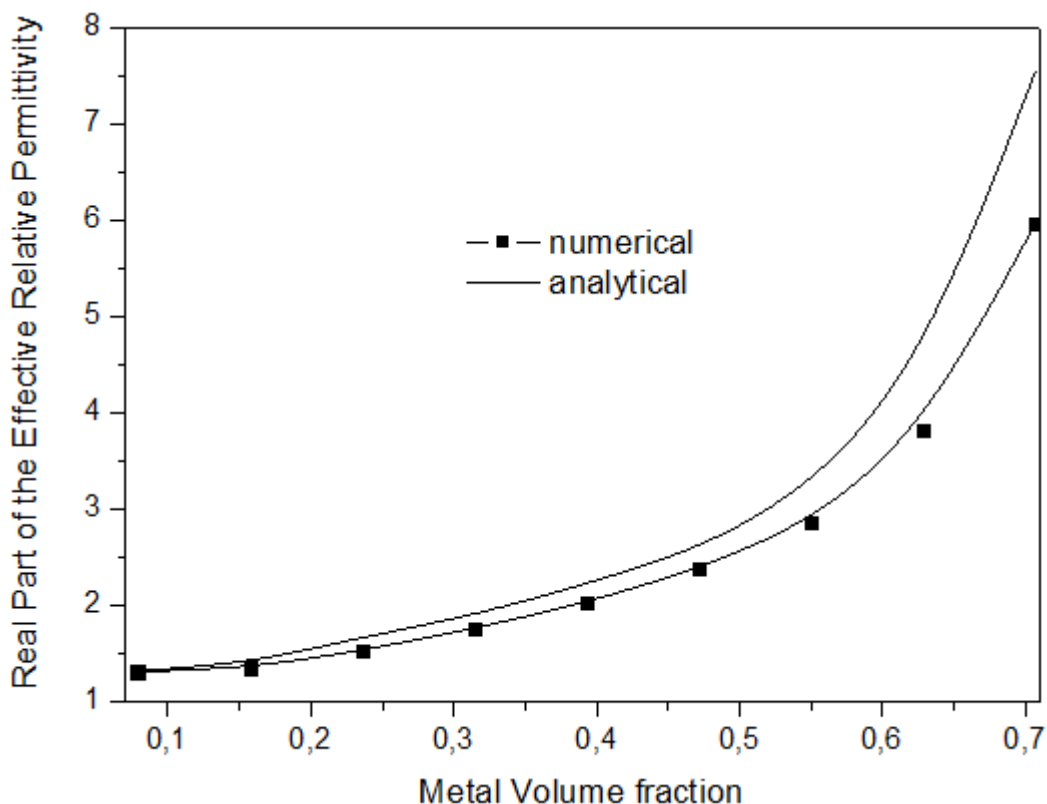


Рис. 4.2. Залежність дійсної частини ефективної відносної діелектричної проникності ланцюжка металевих циліндрів від їх об'ємної частки

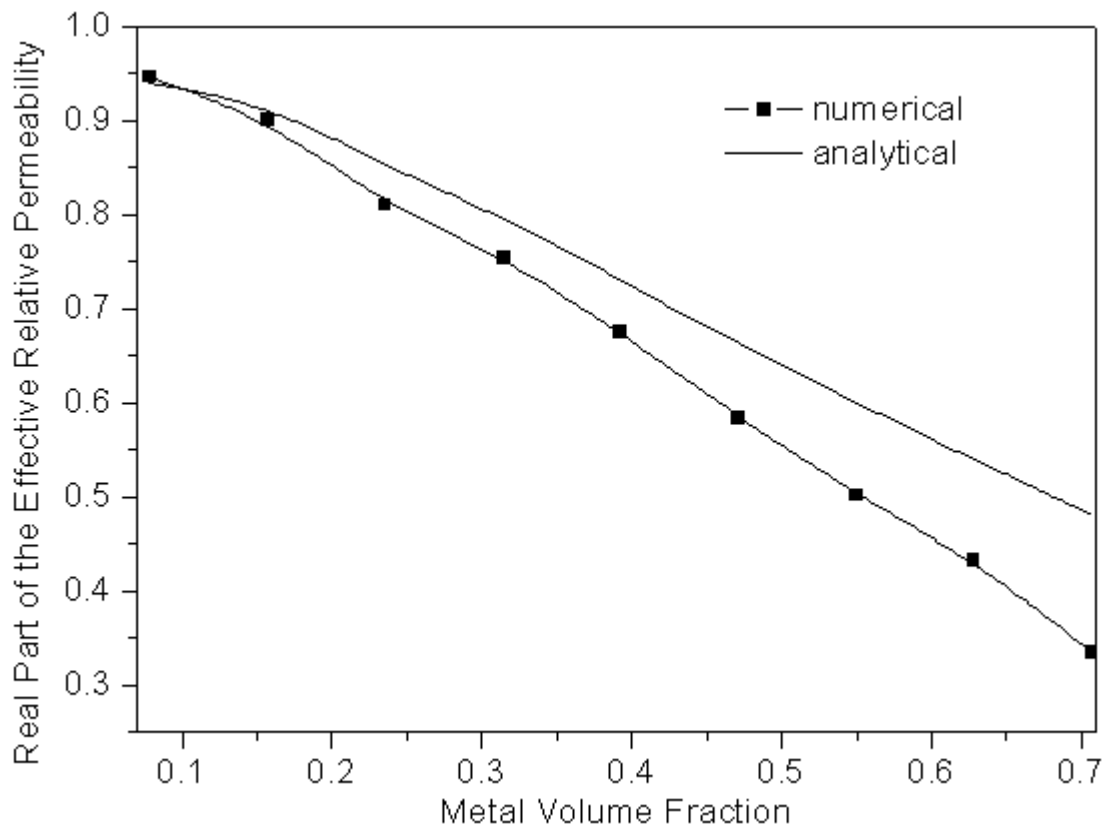


Рис. 4.3. Залежність дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності ланцюжка металевих циліндрів від їх об'ємної частки

4.1.2. T - і S -параметри

При вирішенні різних задач дифракції у частотній області широко використовуються матричні перетворення з матрицями проходження (так звані T -матриці) і матрицями розсіювання (так звані S -матриці), які ставляться відповідно до об'єктів розсіювання ЕМ-хвиль (див., наприклад, [83, 170]). Найбільш часто у таких завданнях експлуатується модель, згідно з якою у відповідності до даного об'єкту розсіювання (тут і далі в тексті дисертації - розсіювач) ставиться чотириполосник зі своїми спектральними характеристиками, рис. 4.4, де ω – кутова частота відповідної монохроматичної Фур'є-компоненти ЕМ-поля, F_I , F_{II} , L_I , L_{II} , так звані іноді скалярні функції ЕМ-поля, – компоненти векторів ЕМ-хвиль (як правило, компоненти напруженості ЕМ-поля).

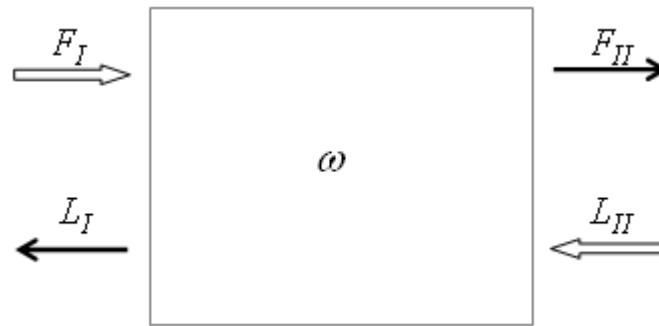


Рис. 4.4. Подання об'єкта розсіювання у вигляді чотиріполюсника

Розглянемо багатошаровий плоский розсіювач і нормальне падіння на його межі ЕМ-хвиль, що визначаються скалярними функціями поля F_I і L_I , рис. 4.5. Згідно з визначенням параметрів (див. [83, 170]), скалярні функції ЕМ-поля поза розсіювачем визначаються матричною рівністю:

$$\begin{bmatrix} F_{II} \\ L_{II} \end{bmatrix} = T \cdot \begin{bmatrix} F_I \\ L_I \end{bmatrix}. \quad (4.11)$$

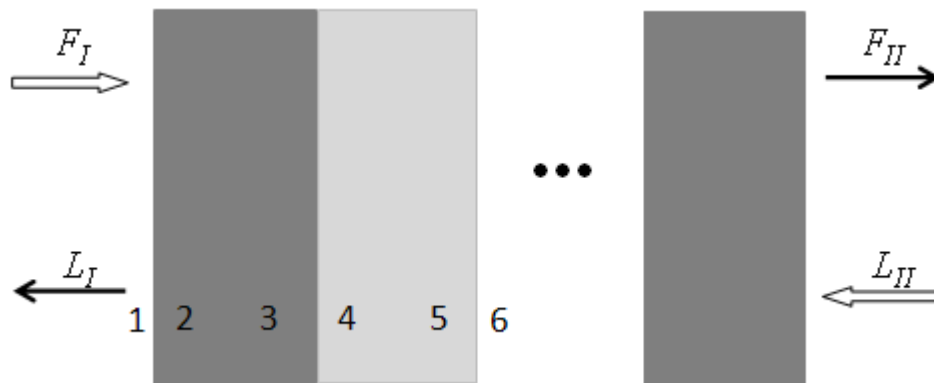


Рис. 4.5. До визначення Т-параметрів

Щоб визначити матрицю проходження T , спочатку необхідно, власне кажучи, розглянути проходження ЕМ-хвиль через кожну межу кожного підшару, виходячи з визначення коефіцієнтів Френеля для плоскої межі розділу двох напівпросторів. Нехай $T_{1,2}$ і $T_{2,1}$ – коефіцієнти заломлення Френеля на кордоні розділу області 1 і області 2, а $R_{1,2}$ і $R_{2,1}$ – коефіцієнти відображення Френеля на межах тих же областей. Тоді запишемо зв'язок між

скалярними функціями поля для прямих і зворотних хвиль на лівій межі розділу розсіювача і вільного простору (на кордоні розділу області 1 і області 2 відповідно):

$$\left. \begin{aligned} F_2 &= T_{1,2} \cdot F_1 + R_{2,1} \cdot L_2, \\ L_1 &= R_{1,2} \cdot F_1 + T_{2,1} \cdot L_2 \end{aligned} \right\}, \quad (4.12)$$

Перепишемо останню систему рівностей у матричному вигляді, попередньо виразивши польові функції в області 2 через польові функції в області 1, рис. 4.5. Після нескладних перетворень у результаті отримаємо:

$$\begin{bmatrix} F_2 \\ L_2 \end{bmatrix} = I_{1,2} \begin{bmatrix} F_1 \\ L_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{1,2} - \frac{R_{2,1}R_{1,2}}{T_{2,1}} & \frac{R_{2,1}}{T_{2,1}} \\ \frac{R_{1,2}}{T_{2,1}} & \frac{1}{T_{2,1}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_1 \\ L_1 \end{bmatrix}, \quad (4.13)$$

де $I_{1,2}$ – матриця проходження ЕМ- хвиль через межу розділу двох середовищ: області 1 і області 2.

Вираз для матриці проходження $P_{1,2}$ ЕМ-хвилі через перший шар може бути знайдено з урахуванням того факту, що амплітуди ЕМ-хвиль не залежать від просторової координати, яка спрямована перпендикулярно до меж розсіювача:

$$\begin{bmatrix} F_3 \\ L_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{diag}(e^{-i\beta_1 d_{2,3}}) & 0 \\ 0 & \text{diag}(e^{i\beta_1 d_{2,3}}) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} F_1 \\ L_1 \end{bmatrix}, \quad (4.14)$$

де β_1 – постійна розповсюдження в області 1-го шару розсіювача (див. рис. 4.5), а $d_{2,3}$ – довжина першого підшару розсіювача.

Використавши метод математичної індукції та узагальнивши рівності (4.13)- (4.14), можна записати вирази для матриць проходження I і P для j -

го підшара розсіювача у вигляді:

$$\begin{bmatrix} F_{2j} \\ L_{2j} \end{bmatrix} = I_{2j,2j+1} \begin{bmatrix} F_{2j-1} \\ L_{2j-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{2j-1,2j} - \frac{R_{2j,2j-1}R_{2j-1,2j}}{T_{21}} & \frac{R_{2j,2j-1}}{T_{2j,2j-1}} \\ \frac{R_{2j-1,2j}}{T_{2j,2j-1}} & \frac{1}{T_{2j,2j-1}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_{2j-1} \\ L_{2j-1} \end{bmatrix}, \quad (4.15)$$

$$\begin{bmatrix} F_{2j+1} \\ L_{2j+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{diag}(e^{-i\beta_j d_{2j,2j+1}}) & 0 \\ 0 & \text{diag}(e^{i\beta_j d_{2j,2j+1}}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_{2j} \\ L_{2j} \end{bmatrix}. \quad (4.16)$$

Зауважимо, що у виразі (4.16) використано рівність $\beta_j = \beta_{2j,2j+1}$ для більш зручного визначення постійної розповсюдження у j -ом шарі.

Тоді вираз для повної матриці проходження ЕМ-хвиль T матиме такий вигляд [170]:

$$T = P_{2N,2N+1} \cdot I_{2N-1,2N} \cdot \dots \cdot P_{45} \cdot I_{34} \cdot P_{23} \cdot I_{12}, \quad (4.17)$$

де N – кількість підшарів у розсіювачі.

Елементи матриці проходження для розглянутого розсіювача можуть бути отримані після перемноження матриць у правій частині виразу (4.17).

Розглянутий вище підхід при визначенні матриці проходження плоскої структури іноді називають T -схемою.

Незважаючи на фізичну прозорість T -схеми, даний алгоритм має серйозний недолік при обчисленнях: матриці проходження I містять експоненціальні множники протилежних знаків, що може призвести до чисельної нестійкості схеми. Дійсно, у процесі обчислень матимуть місце ситуації, при яких малі числові значення будуть складатися з відносно великими числовими значеннями, що, очевидно, призведе до втрати точності результатів обчислень. Однак дана проблема не властива S -схемам, які використовуються в задачах дифракції для визначення матриць розсіювання. Розглянемо основні поняття, які стосуються S -схем.

Якщо матриці проходження забезпечують зв'язок між прямими і зворотними модами в далеких зонах і прямими і зворотними модами в ближніх зонах, то матриці відбиття відносяться до таких хвиль, що йдуть і приходять. Розглянемо багатошаровий плоский розсіювач і нормальне падіння на його межі ЕМ-хвиль, що визначаються скалярними функціями F_I і L_{II} , рис. 4.6. Тоді рівність (4.12) може бути переписано у вигляді:

$$\begin{bmatrix} F_{1+} \\ L_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{1,1+} & R_{1+,1} \\ R_{1,1+} & T_{1+,1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} F_1 \\ L_{1+} \end{bmatrix}. \quad (4.18)$$

У S-схемах відбувається чіткий розподіл розповсюдження хвилі на області, що рівні підшарам, і хвильове розповсюдження розглядається на відстанях, рівних довжині шару, включаючи його ліву межу. У цьому випадку матриця розсіювання для першого шару буде визначатися з рівності:

$$\begin{bmatrix} F_2 \\ L_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{1,2} & r_{2,1} \\ r_{1,2} & t_{2,1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} F_1 \\ L_2 \end{bmatrix}, \quad (4.19)$$

де $\begin{bmatrix} t_{1,2} & r_{2,1} \\ r_{1,2} & t_{2,1} \end{bmatrix}$ – матриця розсіювання для першого шару розсіювача.

Елементи матриці розсіювання $t_{1,2}$, $r_{2,1}$, $r_{1,2}$, і $t_{2,1}$ у виразі (4.19) виходять легко за допомогою комбінування виразів (4.16) і (4.18):



Рис. 4.6. До визначення S-параметрів

$$\left. \begin{aligned} t_{1,2} &= \text{diag}\left(e^{-j\beta_i d_{12}}\right) \cdot T_{1,1+}, \\ r_{2,1} &= \text{diag}\left(e^{-j\beta_i d_{12}}\right) \cdot R_{1+,1} \cdot \text{diag}\left(e^{-j\beta_i d_{12}}\right), \\ r_{1,2} &= R_{1,1+}, \\ t_{2,1} &= T_{1+,1} \cdot \text{diag}\left(e^{-j\beta_i d_{23}}\right) \end{aligned} \right\} \quad (4.20)$$

Тепер, використовуючи метод математичної індукції, ми можемо записати для кожного підшару розсіювача вираз, подібний виразу (4.18). Важливою перевагою такої форми запису є наявність експонентів, які входять до усіх виразів із одним знаком. Це можна бачити з рівності (4.20). Ця властивість дозволяє уникнути в S-схемах тих проблем із нестійкістю рішення, які виникають в T-схемах.

Тепер визначимо, як обчислювати матрицю розсіювання для всього розсіювача, маючи у розпорядженні матриці розсіювання для кожного з шарів всієї структури. Це можна зробити, як і раніше, використовуючи метод математичної індукції, а саме: припускаючи, що для перших $(N - 1)$ шарів матриця розсіювання вже відома, далі записати вираз для повної матриці розсіювання (тобто для всіх N її підшарів) шляхом формального зсува праворуч всіх індексів на одиницю у відповідних виразах для матриці розсіювача, що складається з $(N - 1)$ підшарів розсіювання. Тоді, для деякого цілого числа p підшарів $(1 < p < N)$ запишемо вираз, аналогічний виразу (4.19):

$$\begin{bmatrix} F_p \\ L_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{1,p} & R_{p,1} \\ R_{1,p} & T_{p,1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_1 \\ L_p \end{bmatrix}. \quad (4.21)$$

Тоді, припускаючи, що елементи $T_{1,p}$, $R_{p,1}$, $R_{1,p}$, і $T_{p,1}$ вже визначені раніше і, знайдемо вирази для елементів у такому вигляді:

$$\begin{bmatrix} F_{p+1} \\ L_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{1,p+1} & R_{p+1,1} \\ R_{1,p+1} & T_{p+1,1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_1 \\ L_{p+1} \end{bmatrix}. \quad (4.22)$$

Відповідна процедура була вже виконана для рівностей (4.18)-(4.20) у дисертаційній роботі [170] і дозволила отримати наступні рекурентні співвідношення для матриць розсіювання:

$$\left. \begin{aligned} T_{1,p+1} &= \frac{t_{p,p+1}}{1 - R_{p,1} \cdot r_{p,p+1}} T_{1,p}, \\ R_{p+1,1} &= \frac{t_{p,p+1}}{1 - R_{p,1} \cdot r_{p,p+1}} R_{p,1} \cdot t_{p+1,p} + r_{p+1,p}, \\ R_{1,p+1} &= \frac{T_{p,1}}{1 - r_{p,p+1} \cdot R_{p,1}} r_{p,p+1} \cdot T_{1,p} + R_{1,p}, \\ T_{p+1,1} &= \frac{T_{p,1}}{1 - r_{p,p+1} \cdot R_{p,1}} t_{p+1,p}. \end{aligned} \right\} \quad (4.23)$$

Дані рекурентні співвідношення дозволяють обчислювати елементи матриці розсіювання для плоского розсіювача, що складається з будь-якої кількості шарів, якщо попередньо обчислити елементи матриці розсіювання для одного шару ($p = 1$), що визначаються формулами (4.19), (4.20) и (4.23).

4.1.3. Ефективний електромагнітний відгук нескінченного ланцюжка кругових металевих циліндрів, впроваджених у плоску матрицю

У підрозділі 4.1.1 було розглянуто ланцюжок металевих немагнітних циліндрів, що перебуває у повітряному вільному просторі або у вакуумі. На практиці часто доводиться мати справу з композитами, впровадженими у діелектричні матриці. Тому доцільно ускладнити структуру підрозділу 4.1.1, тобто, наприклад, розглянути структуру, зображену на рис. 4.7, де тильдою позначені проникності бічних сторін. У подальших формулах індексом m будуть позначені проникності матриці.

Як і в підрозділі 4.1.1, будемо розглядати нормальне падіння плоскої ЕМ-хвилі, електрична компонента якої є перпендикулярною осям циліндрів. Тут також будуть використані Т- і S-схеми для отримання ефективних відгуків розглянутої тришарової композитної структури, щ обули введені у

підрозділі 4.1.2.

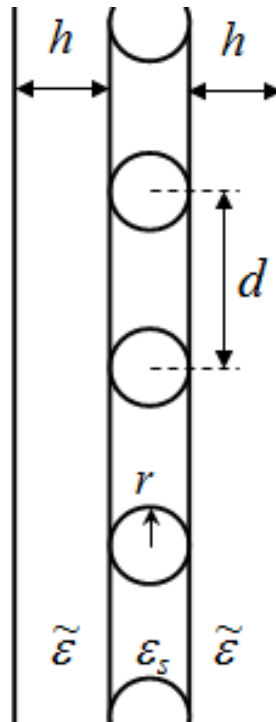


Рис. 4.7. Нескінченний ланцюжок кругових циліндрів, впроваджених у плоску діелектричну матрицю

Оскільки для вирішення поставленої задачі будуть використовуватися Т- і S-схеми, то для зручності подамо структуру, зображену на рис. 4.7, у вигляді тришарового чотиріполюсника, що формально визначається своїми S-параметрами, рис. 4.8, де $\tilde{\epsilon}_{eff}$ і $\tilde{\mu}_{eff}$ – ефективні відносні діелектрична і магнітна проникності, відповідно, які визначаються виразами (4.10), де вже на відміну від формул (4.1)-(4.2): $K = \eta \epsilon_m / \epsilon_i$, $\eta = \sqrt{\epsilon_i \mu_i / \epsilon_m \mu_m}$, а F_I , B_I , F_{II} , B_{II} – скалярні компоненти ЕМ-поля поза структурою (тут і далі у даній дисертаційній роботі під скалярними компонентами поля або польовими функціями будуть матися на увазі компоненти вектора напруженості електричного поля, у той час як вирази для вектора напруженості магнітного поля формально можуть бути отримані з роторного закону Ампера і відповідного матеріального рівняння).

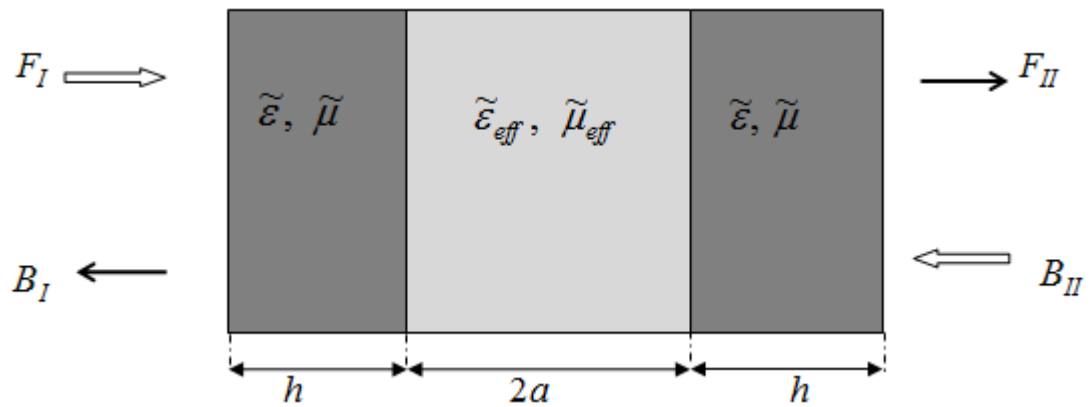


Рис. 4.8. Подання композитної структури рис. 4.7 у вигляді тришарового чотириполюсника

Згідно з визначенням T -параметрів, зв'язок між польовими функціями F_I , B_I , F_{II} й B_{II} даного чотириполюсника визначається такою матричною рівністю:

$$\begin{bmatrix} F_{II} \\ B_{II} \end{bmatrix} = T \cdot \begin{bmatrix} F_I \\ B_I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} F_I \\ B_I \end{bmatrix}, \quad (4.24)$$

де T -матриця, яка може бути обчислена за формулами [153]:

$$\begin{aligned} [T] &= \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{i\tilde{k}h} & 0 \\ 0 & e^{-i\tilde{k}h} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (1 - R_{eff})^{-1} & R_{eff}(1 - R_{eff})^{-1} \\ R_{eff}(1 - R_{eff})^{-1} & (1 - R_{eff})^{-1} \end{bmatrix} \\ &\cdot \begin{bmatrix} e^{2i\tilde{k}_{eff}r} & 0 \\ 0 & e^{-2i\tilde{k}_{eff}r} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (1 + R_{eff})^{-1} & -R_{eff}(1 + R_{eff})^{-1} \\ -R_{eff}(1 + R_{eff})^{-1} & -(1 + R_{eff})^{-1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e^{i\tilde{k}h} & 0 \\ 0 & e^{-i\tilde{k}h} \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (4.25)$$

де $\tilde{k} = \sqrt{\tilde{\epsilon}\tilde{\mu}}\omega/c$ – хвильове число в першому і третьому шарах структури,

$R_{eff} = \frac{\sqrt{\tilde{\mu}_{eff}/\tilde{\epsilon}_{eff}} - 1}{\sqrt{\tilde{\mu}_{eff}/\tilde{\epsilon}_{eff}} + 1}$ – коефіцієнт відбиття Френеля на межі розділу першого

та другого шарів структури (тоді як $(-R_{eff})$ – коефіцієнт відбиття Френеля на

кордоні розділу другого і третього шарів структури), $\tilde{k}_{eff} = \sqrt{\tilde{\epsilon}_{eff}\tilde{\mu}_{eff}}\omega/c$ –

хвильове число у другому шарі структури.

Перемноження матриць у правій частині виразу (4.25), після перетворень, у результаті дає матрицю проходження у вигляді:

$$\begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{1 - R_{eff}^2} \begin{bmatrix} (e^{2i\tilde{k}_{eff}r} - R_{eff}^2 e^{-2i\tilde{k}_{eff}r})e^{2i\tilde{k}h} & -2iR_{eff} \sin(2\tilde{k}_{eff}r) \\ 2iR_{eff} \sin(2\tilde{k}_{eff}r) & (e^{-2i\tilde{k}_{eff}a} - R_{eff}^2 e^{2i\tilde{k}_{eff}r})e^{-2i\tilde{k}h} \end{bmatrix}. \quad (4.26)$$

Підставляючи вираз (4.26) у вираз зв'язку між S- і T-параметрами з роботи [153]

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{S_{12}} & \frac{-S_{22}}{S_{12}} \\ \frac{S_{11}}{S_{12}} & \frac{S_{12}^2 - S_{11}S_{22}}{S_{12}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix}, \quad (4.27)$$

отримаємо вирази для S-параметрів розглянутої тришарової структури у вигляді:

$$\left. \begin{aligned} S_{21} &= \frac{(1 - R_{eff}^2)e^{-2i\tilde{k}h}}{e^{i\tilde{k}_{eff}r} - R_{eff}^2 e^{-i\tilde{k}_{eff}r}}, \\ S_{11} &= \frac{2iR_{eff}e^{-2i\tilde{k}h} \sin(2\tilde{k}_{eff}r)}{e^{i\tilde{k}_{eff}r} - R_{eff}^2 e^{-i\tilde{k}_{eff}r}}. \end{aligned} \right\} \quad (4.28)$$

Вирази для шуканих ефективних відносних проникностей тришарової структури, що розглянута можуть бути знайдені за допомогою математичних моделей роботи [82], де обчислюються ефективні відносні параметри плоского зразка за його S-параметрами, що виміряні з використанням формул (3.1)-(3.5):

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{eff} &= n_{eff} \frac{1 - K - \sqrt{K^2 - 1}}{1 + K + \sqrt{K^2 - 1}}, \\ \mu_{eff} &= n_{eff} \frac{1 + K + \sqrt{K^2 - 1}}{1 - K - \sqrt{K^2 - 1}}, \end{aligned} \right\} \quad (4.29)$$

де

$$n_{eff} = -\frac{\ln(|T|) + i(\varphi - 2\pi l)}{2(a + h)}, \quad l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (4.30)$$

$$T = \frac{S_{11} + S_{21} - K - \sqrt{K^2 - 1}}{1 - (S_{11} + S_{21})(K + \sqrt{K^2 - 1})}, \quad (4.31)$$

$$K = \frac{S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1}{2S_{11}}, \quad (4.32)$$

тут φ – фаза функції T :

$$T = |T| \cdot e^{i\varphi}. \quad (4.33)$$

У цій задачі було обрано першу гілку ($l = 0$) комплексної логарифмічної функції у виразі (4.30), оскільки такий вибір відповідає умові застосованості теорії ефективного середовища для даного випадку, тобто [153]: $0 \leq h \leq \tilde{\lambda}_{eff}/4$, де $\tilde{\lambda}_{eff}$ – ефективна довжина хвилі у внутрішньому шарі комозиту.

Щоб оцінити точність і межі застосування виразів (4.29)-(4.33), у даній дисертаційній роботі наведено порівняння ефективних відносних проникностей, отриманих за допомогою цих виразів і результатів, а також за допомогою FDTD-моделювання на частоті 1 ГГц з використанням симулятора PLANC FDTD. Відповідні залежності дійсних частин ефективних відносних проникностей від об'ємної частки включень $F = \pi r/2d$ наведені на рис. 4.9-4.10 для $d = 0,001$ м, $h = 0,0015$ м, $\mu_s = \tilde{\mu} = 1 = \varepsilon_s$, $\tilde{\varepsilon} = 3,3$.

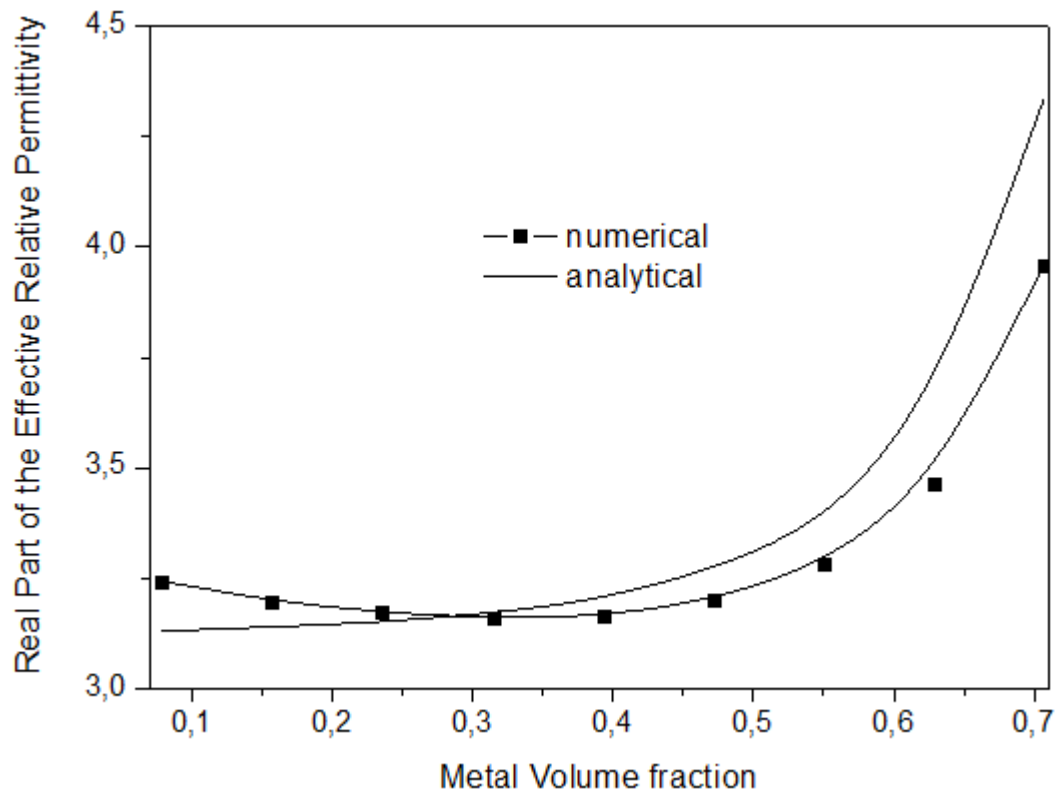


Рис. 4.9. Залежність дійсної частини ефективної відносної діелектричної проникності композитного шару від об'ємної металевої частки ланцюжка циліндрів на частоті 1 ГГц

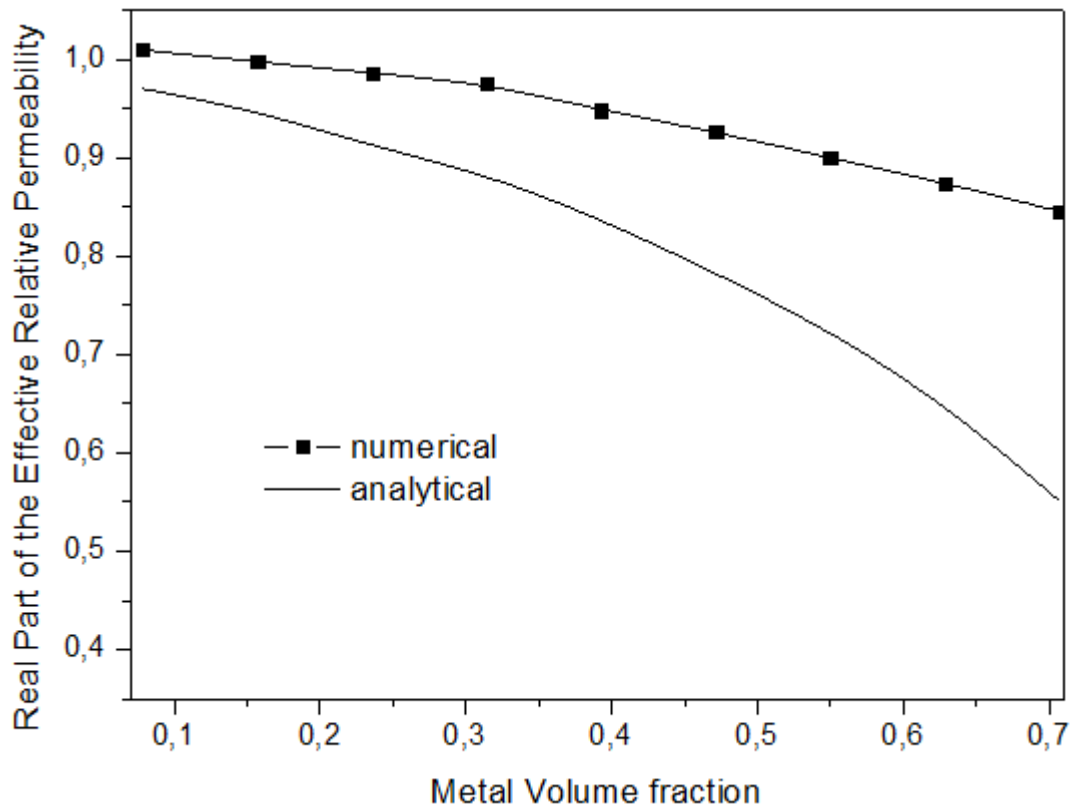


Рис. 4.10. Залежність дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності композитного шару від об'ємної металевої частки ланцюжка на частоті 1 ГГц

Як видно з рис. 4.9-4.10, погодженість між чисельними результатами (криві "numerical") і аналітичними результатами (криві "analytical") має місце для малих значень об'ємної частки металевих включень ($F = \pi r/2d \leq 0,2$), що узгоджується з результатами роботи [167]. Також було виявлено, що як і у випадку нескінченного ланцюжка циліндрів, розташованих у вакуумі, тангенс кутів діелектричних і магнітних втрат не перевищують 10^{-2} як у випадку чисельних розрахунків, так і у випадку аналітичного моделювання.

Зауважимо, що аналітичні формули (4.29) можуть бути використані для наближеного аналітичного моделювання ефективних відносних проникностей плоского метаматеріального зразка, подібного до наведеного на рис. 3.5 і рис. 3.26.

У другому розділі дисертації було виявлено, що ефективні проникності нескінченного шару метаматеріалу з кінцевим числом елементарних шарів (шарів товщиною, що дорівнює постійній елементарної комірки) близькі до ефективних проникностей безмежного метаматеріального середовища з тією ж самою постійною елементарної комірки. Причому кількість елементарних шарів всього метаматеріального шару, який достатньо добре описує безмежне метаматеріальне середовище, зменшується зі зменшенням об'ємної металевої частки включень. У світлі даних результатів представляє інтерес використання математичних моделей із другого розділу для отримання аналітичних виразів ефективних відгуків композитних розсіювачів, які можуть бути отримані з розсіювача, наведеного на рис. 4.7, в якому в перший і третій діелектричні шари періодично впроваджені кілька шарів металевих включень довільної форми.

Нехай перший і третій шари структури на рис. 4.7 заповнені метаматеріалом зі сферичними включеннями, рис. 4.11, тобто перший і третій шари розсіювача симетрично заповнені декількома шарами метаматеріалу, який розглядався у підрозділі 2.2 даної дисертації. Останнє означає, що $\tilde{\epsilon}$ подається виразом (2.24), у той час як $\tilde{\mu}$ подається виразом (2.25). Нехай для визначеності $\rho = 0,0001$ м, $d = 0,001$ м, $L = 0,0005$ м,

$h = 0,0025\text{ м}$, $\mu_s = 1 = \varepsilon_s$. Тоді кожен із бічних шарів композитної структури містить по п'ять елементарних шарів метаматеріалу, розглянутого в підрозділі 2.2 (на рис. 4.11 наведено по два елементарних шари для економії місця), а вирази (2.24), (2.25), (4.29)-(4.33) дозволяють аналітично обчислити залежності ефективних відносних проникностей розглянутого тришарового композиту від об'ємної частки металу середнього шару $F = \pi r/2d$. Відповідні графіки залежностей, що обчислені на частоті 1 ГГц, наведено на рис. 4.12-4.13. На цих малюнках для порівняння наведено результати, отримані при аналітичному моделюванні (криві "analytical") за допомогою виразів (2.24), (2.25), (4.29)-(4.33) і за допомогою чисельного моделювання (криві "numerical"), здійсненого з використанням симулятора PLANC FDTD і виразів (3.1)-(3.5).

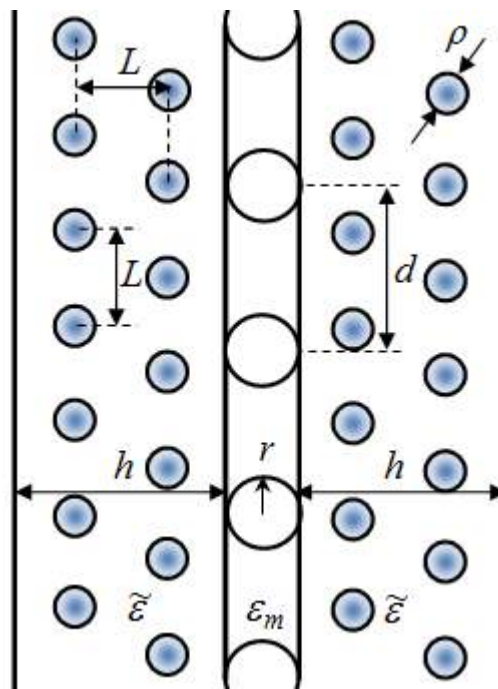


Рис. 4.11. Нескінченний ланцюжок кругових циліндрів, оточений плоскими метаматеріальними шарами

Як можна бачити з кривих рис. (4.12)-(4.13), точність аналітичного моделювання з використанням формул (2.24), (2.25), (4.29)-(4.33) погіршується з ростом об'ємної частки металевих включень ланцюжка

циліндрів ($F > 0,4$). При малих значеннях цього параметра ($F < 0,15$) точність також є недостатня. Останнє пояснюється тим, що висока точність отриманої моделі може бути досяжна, лише коли частка металевих включень ланцюжка циліндрів центрального шару буде більшою за частку металевих включень бічних шарів.

Як і у випадку бокових діелектричних шарів, тангенс кутів діелектричних і магнітних втрат розглянутої композитної структури мають порядок, що не перевищує 10^{-2} .

У даному підрозділі дисертації також проведено чисельне й аналітичне моделювання для випадку структури з однаковими першим і третім метаматеріальними шарами, в які вбудовано сферичні або циліндричні включення. У цьому випадку в якості виразу для $\tilde{\epsilon}$ було використано праву частину виразу (2.7), а в якості виразу для $\tilde{\mu}$ було використано праву частину виразу (2.15). Моделювання було виконано на частоті 1 ГГц і для тих же самих значень вхідних параметрів, що і в попередньому випадку: $r = 0,0001$ м, $d = 0,002$ м, $L = 0,0005$ м, $h = 0,0025$ м, $\epsilon_s = \mu_s = 1$. На рис. 4.12-4.15 наведено результати, отримані при аналітичному моделюванні (криві "analytical") дійсних частин ефективних відносних проникностей як функцій об'ємної частки металу в середньому шарі за допомогою виразів (2.7), (2.15), (4.29)-(4.33) і для тих же самих залежностей за допомогою чисельного моделювання (криві "numerical"), а також виразів (3.1)-(3.5). Як у всіх попередніх випадках даного розділу розглядалося нормальне падіння монохроматичної хвилі на ланцюжок циліндрів, при якому електрична компонента хвилі перпендикулярною осям циліндрів. Як видно з цих малюнків, зберігається та ж сама якісна картина щодо розбіжності кривих чисельного та аналітичного моделювання, що мала місце і у випадку бокових метаматеріальних шарів зі сферичними включеннями, а тангенс кутів діелектричних і магнітних втрат розглянутої композитної структури мають порядок, що не перевищує 10^{-2} .

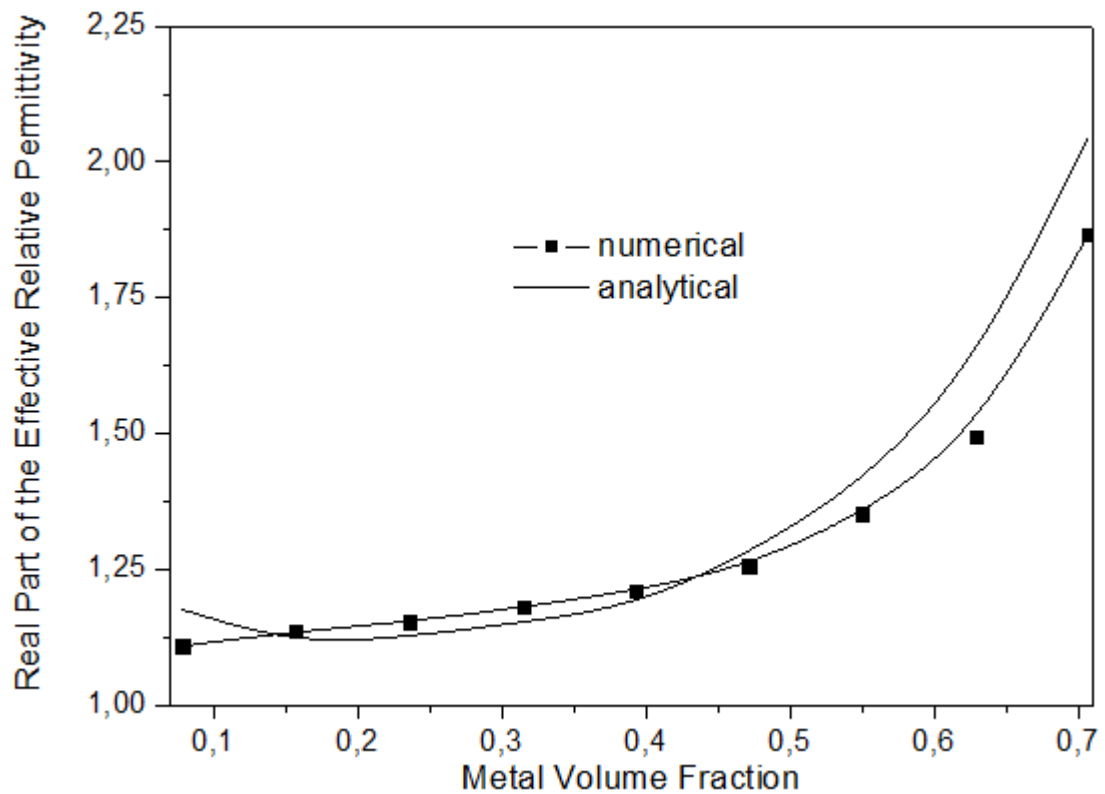


Рис. 4.12. Залежність дійсної частини ефективної відносної діелектричної проникності композитного шару від об'ємної металевої частки ланцюжка циліндрів на частоті 1 ГГц: випадок бічних метаматеріальних шарів зі сферичними включеннями

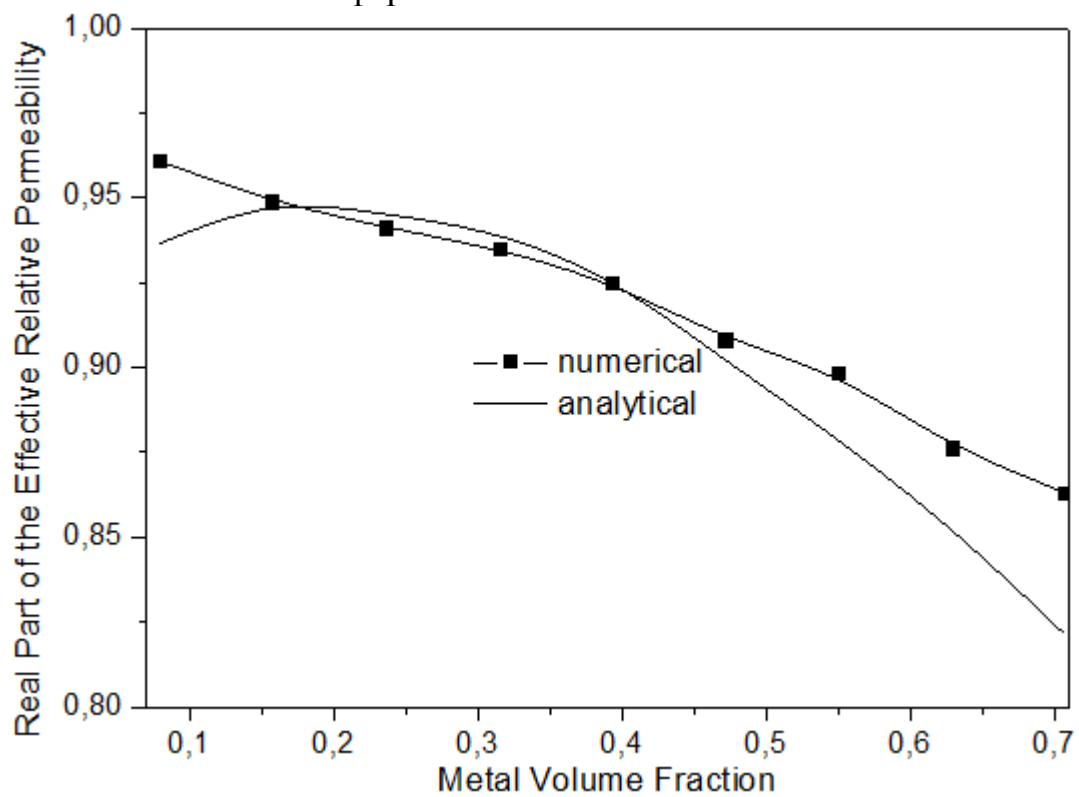


Рис. 4.13. Залежність дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності композитного шару від об'ємної металевої частки ланцюжка циліндрів на частоті 1 ГГц: випадок бічних метаматеріальних шарів зі сферичними включеннями

Підбиваючи підсумок аналізу графіків, наведених на рис. 4.2-4.3, рис. 4.9-4.10 і рис. 4.12-4.15, маємо висновок, що всі розглянуті у даному розділі композитні шаруваті структури характеризуються приростом ефективної відносної діелектричної проникності, діамагнітною ефективною відотною магнітною проникністю, а також відносно невеликими втратами (з порядком тангенсів кута втрат, що не перевищує 10^{-2}). Причому, як видно з цих рисунків, приріст ефективної відносної діелектричної проникності є більшим для тієї структури, в якій усереднена (за об'ємом структури) об'ємна частка металу є більшою. Дані висновки також справедливі і для безмежних композитних метало-діелектричних середовищ зі штучно вбудованою симетрією.

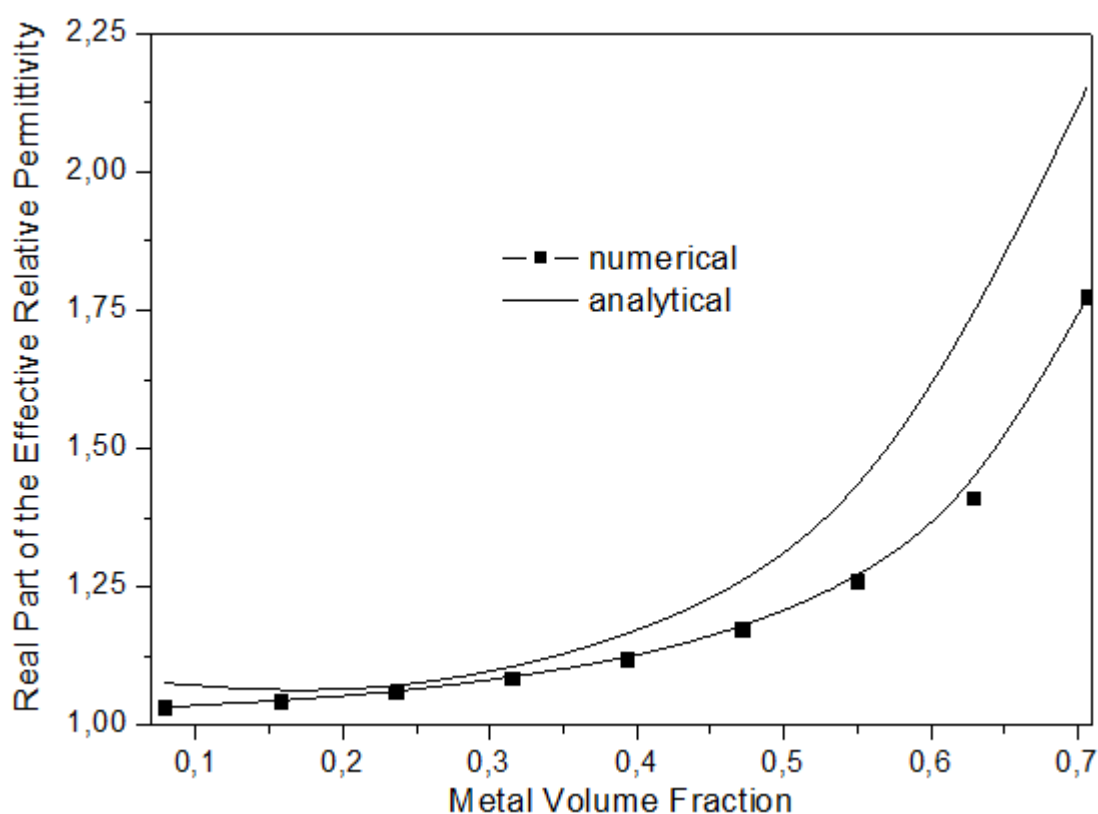


Рис. 4.14. Залежність дійсної частини ефективної відносної діелектричної проникності метаматеріального шару від об'ємної металевої частки ланцюжка циліндрів на частоті 1 ГГц: випадок бічних метаматеріальних шарів з циліндричними включеннями

Порівнюючи результати моделювання ефективних ЕМ-відгуків композитних структур, розглянутих у даній частині дисертації, з

результатами подібного моделювання для безмежних метаматеріальних середовищ, розглянутих у другому розділі дисертації, можна помітити, що приріст ефективної діелектричної проникності виявляється більшим для безмежних композитних структур, ніж для структур, які формально можна розбити на області з різними елементарними комірками. Останнє дозволяє дійти важливого висновку: ефект приросту діелектричної проникності є сильнішим для тих композитів, в яких можна виділити єдину елементарну комірку, тобто просторову симетрію. Даний результат представляє практичний інтерес.

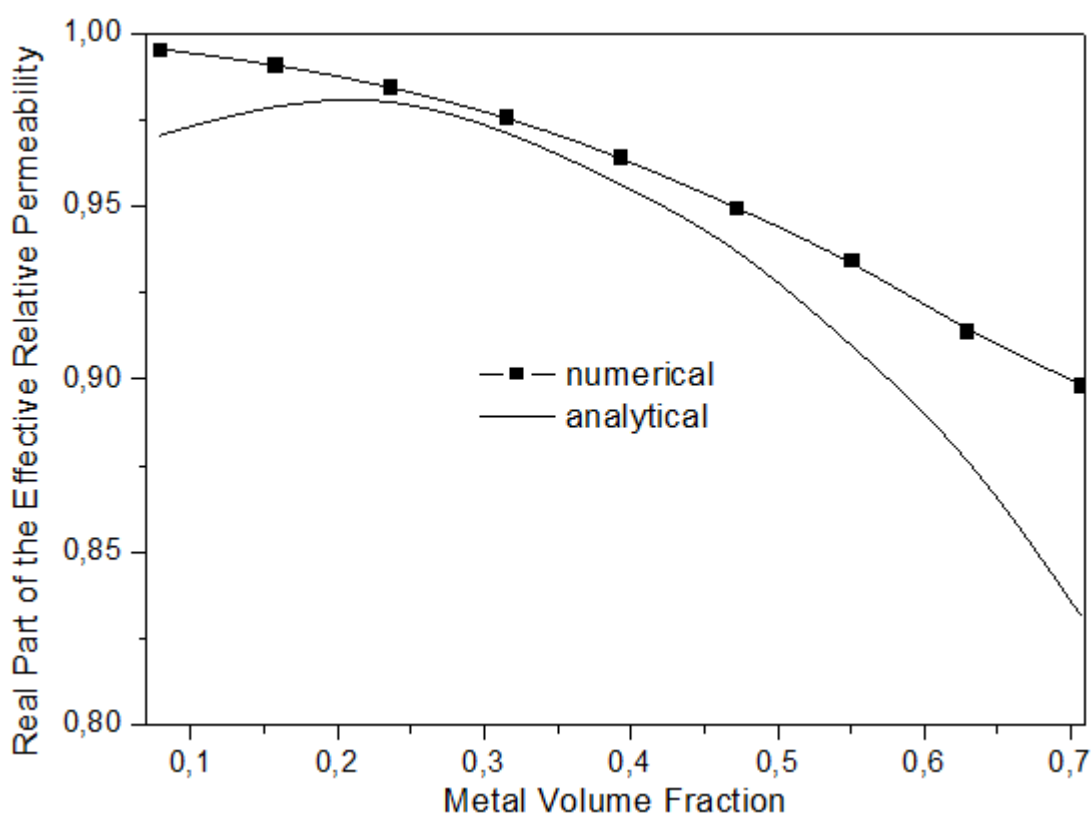


Рис. 4.15. Залежність дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності метаматеріального шару від об'ємної металевої частки ланцюжка циліндрів на частоті 1 ГГц: випадок бічних метаматеріальних шарів з циліндричними включеннями

4.2. Чисельно-аналітичний алгоритм пошарової оцінки ефективного відгуку плоских метаматеріальних структур

Розглянемо задачу про ефективний ЕМ-відгук плоского нескінченно довгого композиту. Для цієї мети спочатку розглянемо нескінченний композитний шар, що являє собою набір діелектричних шарів із довільними

товщинами d_n ($n=1,2,\dots,N$), рис. 4.16, де n – номер поточного шару, N – загальна кількість шарів. Тут A_I , A_{II} , B_I , B_{II} , – скалярні польові функції ЕМ-поля поза композиту.

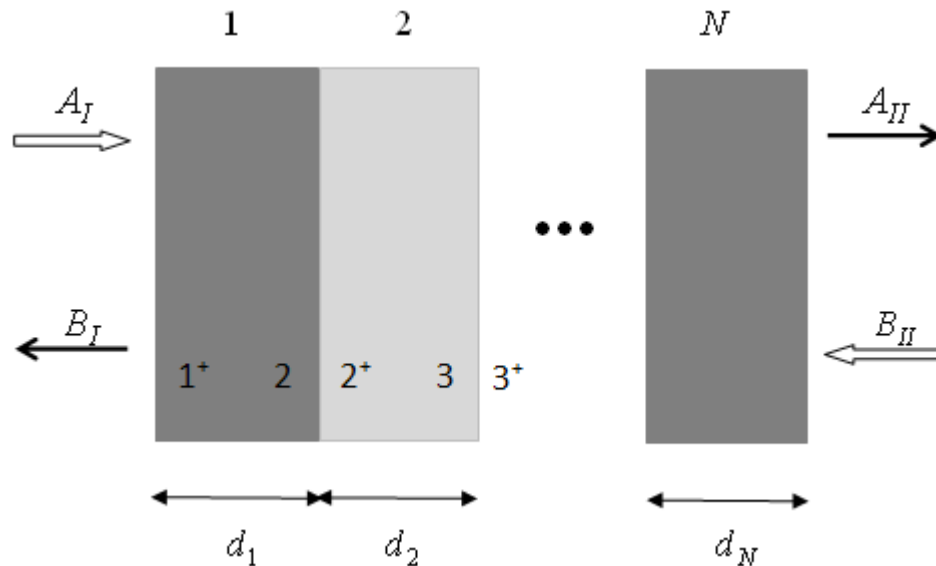


Рис. 4.16. Композитний шар, представлений у вигляді послідовності діелектричних підшарів

У даній дисертації розглядається лише випадок нормального падіння плоскої монохроматичної хвилі на композитний шар (на його ліву межу), причому для визначеності передбачається, що електрична компонента падаючої ЕМ-хвилі є паралельноюа бічним межам композиту.

Уявимо для зручності розглянутий композит у вигляді чотиріполюсника, рис. 4.17. Тоді польові функції композиту можуть бути пов'язані між собою за допомогою матриці розсіювання $S(\omega)$:

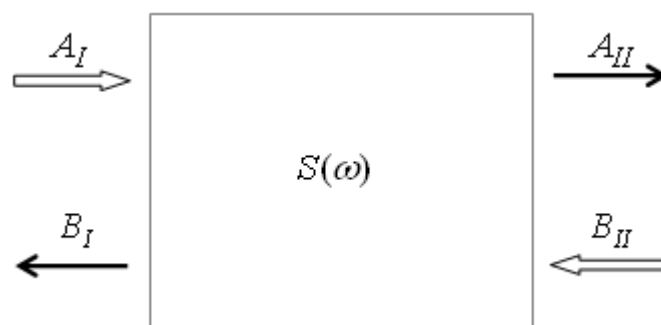


Рис. 4.17. Подання композитного нескінченного шару у вигляді чотиріполюсника

$$\begin{bmatrix} A_{II} \\ B_I \end{bmatrix} = S(\omega) \cdot \begin{bmatrix} A_I \\ B_{II} \end{bmatrix}, \quad (4.34)$$

де $S(\omega) = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix}$ – матриця розсіювання композитного шару.

Як видно з виразу (4.34), функції розсіяного поля A_{II} і B_I можуть бути обчислені через функції первинного поля A_I і B_{II} , якщо елементи матриці розсіювання $S(\omega)$ заздалегідь визначені (наприклад, виміряні за допомогою підходу роботи [81]).

Вирази для польових функцій поблизу лівої межі першого шару композиту пов'язані матричною рівністю (див. вираз (4.18)):

$$\begin{bmatrix} A_{1^+} \\ B_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{1,1^+} & R_{1^+,1} \\ R_{1,1^+} & T_{1^+,1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_1 \\ B_{1^+} \end{bmatrix}, \quad (4.35)$$

де $T_{1,1^+} = 1 + R_1$, $R_{1^+,1} = -R_1$, $R_{1,1^+} = R_1$, $T_{1^+,1} = 1 - R_1$ и R_1 – коефіцієнти Френеля на лівій межі розділу першого шару композиту.

Використовуючи вираз (4.35), представимо вектор $\begin{bmatrix} A_{1^+} \\ B_{1^+} \end{bmatrix}$ через вектор

$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix}$ у вигляді рівності:

$$\begin{bmatrix} A_{1^+} \\ B_{1^+} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{1,1^+} - \frac{R_{1,1^+}}{T_{1^+,1}} R_{1^+,1} & \frac{R_{1^+,1}}{T_{1^+,1}} \\ -\frac{R_{1,1^+}}{T_{1^+,1}} & \frac{1}{T_{1^+,1}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix}. \quad (4.36)$$

Виходячи з виразів (4.14) і (4.16), матимемо:

$$\begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-i\gamma_1 d_1} & 0 \\ 0 & e^{-i\gamma_1 d_1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_{1^+} \\ B_{1^+} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-i\gamma_1 d_1} \left(T_{1,1^+} - \frac{R_{1^+,1} R_{1,1^+}}{T_{1^+,1}} \right) & \frac{R_{1^+,1}}{T_{1^+,1}} \\ \frac{R_{1,1^+}}{T_{1^+,1}} & e^{i\gamma_1 d_1} \frac{1}{T_{1^+,1}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix}, \quad (4.37)$$

де $\gamma_n = \omega \sqrt{\varepsilon_n \mu_n} / c$ – постійна розповсюдження у n -ому шарі композита, ε_n – відносна діелектрична проникність n -ого шару композита, μ_n – його відносна магнітна проникність, c – швидкість світла у вакуумі.

Зв'язок польових функцій поблизу правої межі першого шару з польовими функціями поблизу правого торця n -ого шару виражається нерівностями:

$$\begin{bmatrix} A_{n+1} \\ B_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{1,n+1} & R_{n+1,1} \\ R_{1,j+1} & T_{n+1,1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_1 \\ B_{n+1} \end{bmatrix}, \quad (4.38)$$

де матричні елементи визначаються рекурентними рівняннями:

$$\left. \begin{aligned} T_{l,n+1} &= e^{-i\gamma_n d_n} T_{n,n^+} \frac{T_{l,n}}{1 - R_{n,1} R_{n,n^+}}, & T_{n+1,1} &= \frac{T_{n,1}}{1 - R_{n,1} R_{n,n^+}} T_{n^+,n} e^{-i\gamma_n d_n}, \\ R_{n+1,1} &= e^{-i\gamma_n d_n} \frac{R_{n,1}}{1 - R_{n,1} R_{n,n^+}} T_{n,n^+} T_{n^+,n} e^{-i\gamma_n d_n} + e^{-2i\gamma_n d_n} R_{n^+,n}, \\ R_{1,n+1} &= \frac{T_{n,1}}{1 - R_{n,n^+} R_{n,1}} R_{n,n^+} T_{1,n} + R_{1,n}, \end{aligned} \right\} \quad (4.39)$$

$$R_{n,n^+} = \begin{cases} R_n, & \text{якщо } n - \text{непарне,} \\ -R_n, & \text{якщо } n - \text{парне,} \end{cases} \quad (4.40)$$

$$R_{n^+,n} = \begin{cases} -R_n, & \text{якщо } n - \text{непарне,} \\ R_n, & \text{якщо } n - \text{парне,} \end{cases} \quad (4.41)$$

$$T_{n,n^+} = \begin{cases} 1 - R_n, & \text{якщо } n - \text{непарне,} \\ 1 + R_n, & \text{якщо } n - \text{парне,} \end{cases} \quad (4.42)$$

$$T_{n^+,n} = \begin{cases} 1 + R_n, & \text{якщо } n - \text{непарне,} \\ 1 - R_n, & \text{якщо } n - \text{парне.} \end{cases} \quad (4.43)$$

Тут R_n - коефіцієнт Френеля на лівій межі розділу n -ого шару:

$$R_n = \frac{\sqrt{\mu_n/\varepsilon_n} - \sqrt{\mu_{n-1}/\varepsilon_{n-1}}}{\sqrt{\mu_n/\varepsilon_n} + \sqrt{\mu_{n-1}/\varepsilon_{n-1}}}. \quad (4.44)$$

Використовуючи формулу (4.38), представимо вектор $\begin{bmatrix} A_{n+1} \\ B_{n+1} \end{bmatrix}$ через вектор $\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix}$:

$$\begin{bmatrix} A_{n+1} \\ B_{n+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{1,n+1} - \frac{R_{1,n+1}R_{n+1,1}}{T_{n+1,1}} & \frac{R_{n+1,1}}{T_{n+1,1}} \\ -\frac{R_{1,n+1}}{T_{n+1,1}} & \frac{1}{T_{n+1,1}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix}. \quad (4.45)$$

Враховуючи, що $A_{II} = A_{N+1^+}$ и $B_{II} = B_{N+1^+}$, перепишемо вираз (4.38) у вигляді:

$$\begin{bmatrix} A_{II} \\ B_{N+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{N+1,N+1^+} & R_{N+1^+,N+1} \\ R_{N+1,N+1^+} & T_{N+1^+,N+1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_{N+1} \\ B_{N+1} \end{bmatrix}. \quad (4.46)$$

Остаточно перепишемо рівність (4.46) таким чином, щоб висловити польові функції A_{II} і B_{II} у термінах польових функцій A_{N+1} и B_{N+1} :

$$\begin{bmatrix} A_{II} \\ B_{II} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{N+1,N+1^+} - \frac{R_{N+1,N+1^+}R_{N+1^+,N+1}}{T_{N+1^+,N+1}} & \frac{R_{N+1^+,N+1}}{T_{N+1^+,N+1}} \\ -\frac{1}{T_{N+1^+,N+1}}R_{N+1,N+1^+} & \frac{1}{T_{N+1^+,N+1}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_{N+1} \\ B_{N+1} \end{bmatrix}. \quad (4.47)$$

Замінюючи n на N у виразі (4.45), отримаємо вирази для польових функцій $(N+1)$ -го шару в термінах функцій первинного поля A_1 і B_1 :

$$\begin{bmatrix} A_{N+1} \\ B_{N+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{1,N+1} - \frac{R_{1,N+1} R_{N+1,1}}{T_{N+1,1}} & \frac{R_{N+1,1}}{T_{N+1,1}} \\ -\frac{R_{1,N+1}}{T_{N+1,1}} & \frac{1}{T_{N+1,1}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix}. \quad (4.48)$$

Підставляючи вираз (4.48) до виразу (4.47), отримаємо вираз для польових функцій розсіяного поля в термінах польових функцій первинного поля:

$$\begin{bmatrix} A_{II} \\ B_{II} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix}, \quad (4.49.1)$$

де

$$\left. \begin{aligned} b_{11} &= \left(T_{N+1,N+1^+} - \frac{R_{N+1,N+1^+} R_{N+1^+,N+1}}{T_{N+1^+,N+1}} \right) \left(T_{1,N+1} - \frac{R_{1,N+1} R_{N+1,1}}{T_{N+1,1}} \right) - \frac{R_{N+1^+,N+1}}{T_{N+1^+,N+1}} \frac{R_{1,N+1}}{T_{N+1,1}}, \\ b_{12} &= \left(T_{N+1,N+1^+} - \frac{R_{N+1,N+1^+} R_{N+1^+,N+1}}{T_{N+1^+,N+1}} \right) \frac{R_{N+1,1}}{T_{N+1,1}} + \frac{R_{N+1^+,N+1}}{T_{N+1^+,N+1}} \frac{1}{T_{N+1^+,N+1}}, \\ b_{21} &= -\frac{R_{N+1,N+1^+}}{T_{N+1^+,N+1}} \left(T_{1,N+1} - \frac{R_{1,N+1} R_{N+1,1}}{T_{N+1,1}} \right) - \frac{1}{T_{N+1^+,N+1}} \frac{R_{1,N+1}}{T_{N+1,1}}, \\ b_{22} &= -\frac{R_{N+1,N+1^+}}{T_{N+1^+,N+1}} \frac{R_{N+1,1}}{T_{N+1,1}} + \frac{1}{T_{N+1^+,N+1}} \frac{1}{T_{N+1,1}}. \end{aligned} \right\} \quad (4.49.2)$$

Порівнюючи формули (4.49) і (4.34), після нескладних алгебраїчних викладок отримаємо вираз для матриці розсіювання композитного шару:

$$S = \begin{pmatrix} b_{11} - \frac{b_{12} b_{21}}{b_{22}} & \frac{b_{12}}{b_{22}} \\ -\frac{b_{21}}{b_{22}} & \frac{1}{b_{22}} \end{pmatrix}. \quad (4.50)$$

Нехай композитний шар являє собою метаматеріальний шар, що складається з однакових шарів завтовшки, що дорівнює постійній

елементарній комірці метаматеріалу. Для визначеності назовемо такий довільний шар елеметарним шаром, який, очевидно, є неоднорідним.

Застосуємо підхід теорії ефективного середовища до елеметарного шару в НВЧ-діапазоні. Мається на увазі, що чверть довжини хвилі падаючої ЕМ-хвилі більша за постійну елеметарної комірки. У цьому випадку з високим ступенем точності можна вважати, що в НВЧ-діапазоні частот кожен шар метаматеріалу взаємодіє з полем падаючої хвилі як однорідний шар, [171]. Тому ми припускаємо, що в даного діапазоні частот увесь метаматеріальний шар також поводить ся як однорідний шар. Таким чином, відповідно до підходу теорії ефективного середовища, відповідно до вихідного неоднорідного метаматеріального шару в НВЧ-діапазоні може бути поставлений гіпотетичний однорідний шар із відносними проникностями, рівними ефективним відносним проникностям метаматеріального шару: де ε_{eff} – його ефективна відносна діелектрична проникність, і μ_{eff} – його ефективна відносна магнітна проникність. Після даних припущень розглянутий метаматеріальний шар може бути представлений у вигляді одновісного періодичного середовища з оптичною віссю, що є перпендикулярною елеметарному шару. Оскільки всі елеметарні шари метаматеріалу фізично ідентичні, то у зв'язку з цим кожному довільному n -ому елеметарному шару поставимо деяку ефективну відносну діелектричну проникність $\varepsilon_n = \varepsilon$ і ефективну відносну магнітну проникність $\mu_n = \mu$, де величини ε і μ не є функціями координат. Тоді поставимо завдання знайти значень для відносних проникностей елеметарного шару ε і μ .

Очевидно, що величини ε_{eff} , μ_{eff} , ε і μ є функціями частоти ω .

У роботі [26] запропонований чисельно-аналітичний алгоритм для вирішення поставленої у даному підрозділі задачі. У цьому алгоритмі, що був названий авторами принципом нульового підшару, при оцінці ефективних відносних проникностей елеметарного шару передбачалася

заміна композиту, що розглядається, на деякий гіпотетичний композит, який відрізняється від розглядаємого наявністю нескінченно тонких повітряних підшарів однакової товщини, що є гіпотетично впровадженими між елементарними шарами метаматеріального шару. Такий підхід було використано перш за все для того, щоб уникнути "автоматичного" збігання ефективних відносних проникностей елементарного шару з ефективними відносними проникностями всього композиту, тому що ефективні середовища за визначенням є однорідними.

У даній роботі використано модифікацію принципу нульового підшару. Відповідно до цієї модифікації, на початковому етапі вирішення задачі метаматеріальний шар, що розглядається, також як і в разі принципу нульового підшару, умовно замінюється на подібний шар із тонкими повітряними шарами між елементарними шарами, рис. 4.18. Тут Π_n ($n = 1, 2, \dots, N$) – товщина n -го повітряного шару. Важливо відзначити, що на відміну від принципу нульового підшару, у даному підході повітряні шари не передбачаються нескінченно тонкими і мають різну товщину. Більш того, їх товщини, а точніше, розподіл значень товщини уздовж товщини ефективного композита, передбачається цілком визначеним. Останній момент детально розглядається нижче і є результатом чисельних досліджень.

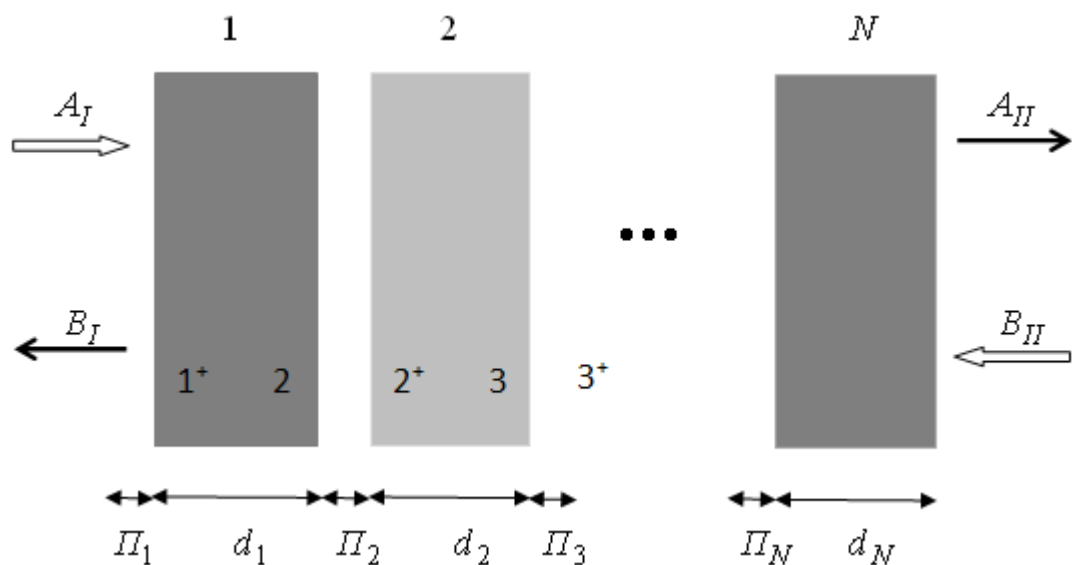


Рис. 4.18. Гіпотетичний ефективний композитний шар

Таким чином, ефективний гіпотетичний композитний шар складається з набору подвійних підшарів, кожен із яких складається з елементарного шару і повітряного підшару. Відповідне НВЧ-наближення для ефективної відносної діелектричної проникності ε_n^* і ефективної відносної магнітної проникності μ_n^* n -го подвійного шару для розглянутої поляризації первинної ЕМ-хвилі має такий вигляд, [162]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\varepsilon_n^*} &= \frac{1}{\varepsilon} \frac{d_n}{d_n + \Pi_n} + 1 - \frac{d_n}{d_n + \Pi_n}, \\ \mu_n^* &= \mu \frac{d_n}{d_n + \Pi_n} + 1 - \frac{d_n}{d_n + \Pi_n}. \end{aligned} \right\} \quad (4.51)$$

Нехай Π_n пропорційне постійній елементарної комірки

$$\Pi_n = \alpha_n \cdot a, \quad 0 < \alpha_n < 1, \quad (4.52)$$

де кожне α_n належить визначити.

Підставляючи вираз (4.52) до (4.51), матимемо:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_n^* &= \frac{1 + \alpha_n}{1 + \alpha_n \varepsilon}, \\ \mu_n^* &= \mu \cdot \left(\frac{1}{1 + \alpha_n} \right) + \frac{\alpha_n}{1 + \alpha_n}. \end{aligned} \right\} \quad (4.53)$$

Нехай A_{II}^* і B_I^* – компоненти вектора у лівій частині матричного виразу (4.34), яке описує розсіювання первинної ЕМ-хвилі з польовими функціями A_I і B_{II} на гіпотетичному ефективному композитному шарі. Із цього моменту поставимо завдання із знаходження такого набору параметрів α_n ($n=1,2,\dots,N$) і відповідних ефективних відносних проникностей ε і μ , при якому з необхідним заздалегідь заданим ступенем точності виконувалася б

матрична рівність:

$$\begin{bmatrix} A_{II}^* \\ B_I^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{II} \\ B_I \end{bmatrix}, \quad (4.54)$$

де її права частина якраз і є вектором польових функцій розсіяного первинного поля на первинному метаматеріальному/композитному шарі.

Нехай компоненти правого вектор-стовпця виразу (4.54) вже відомі (наприклад, виміряні за допомогою методу [81]), а компоненти лівого вектор-стовпця цього ж виразу можуть бути обчислені за допомогою виразів (4.34), (4.39)-(4.44), (4.50)-(4.51) для відповідного гіпотетичного ефективного композитного шару. Якщо при певному підборі коефіцієнтів α_n і пари (ε, μ) в рівності (4.54) досягається необхідна точність, то дана пара ефективних відносних проникностей елементарного шару розглянутого метаматеріального шару і є шуканий розв'язок поставленої електродинамічної задачі.

Оскільки система нелінійних рівнянь (4.54) у загальному випадку не має аналітичного розв'язку, то пара невідомих (ε, μ) може бути отриманою чисельно за допомогою застосування, наприклад, ітераційного методу Ньютона для системи рівнянь (4.54), яка в даному випадку може бути записаною у вигляді:

$$\left. \begin{aligned} f_1(\varepsilon', \varepsilon'', \mu', \mu'') &= \operatorname{Re}(A_{II} - A_{II}^*) = 0, \\ f_2(\varepsilon', \varepsilon'', \mu', \mu'') &= \operatorname{Im}(A_{II} - A_{II}^*) = 0, \\ f_3(\varepsilon', \varepsilon'', \mu', \mu'') &= \operatorname{Re}(B_I - B_I^*) = 0, \\ f_4(\varepsilon', \varepsilon'', \mu', \mu'') &= \operatorname{Im}(B_I - B_I^*) = 0, \end{aligned} \right\} \quad (4.55)$$

де $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, $\mu = \mu' + i\mu''$. При розв'язанні системи рівнянь (4.55) методом Ньютона змінні $\varepsilon', \varepsilon'', \mu', \mu''$ на кожному кроці ітерації замінюються на їх уточнені значення $\varepsilon' + \Delta_1$, $\varepsilon'' + \Delta_2$, $\mu' + \Delta_3$, $\mu'' + \Delta_4$ відповідно, де приріст Δ_j

($j=1,2,3,4$) вибираються довільно малими. При цьому на першій ітерації зазвичай вибирають $\varepsilon' = \mu' = 1$, $\varepsilon'' = \mu'' = 0$, а приріст на кожній ітерації обчислюється за формулами:

$$\begin{bmatrix} \Delta_1 \\ \Delta_2 \\ \Delta_3 \\ \Delta_4 \end{bmatrix} = -M \cdot \begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \end{bmatrix}, \quad (4.56)$$

де

$$M = \begin{bmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial \varepsilon'} & \frac{\partial f_1}{\partial \varepsilon''} & \frac{\partial f_1}{\partial \mu'} & \frac{\partial f_1}{\partial \mu''} \\ \frac{\partial f_2}{\partial \varepsilon'} & \frac{\partial f_2}{\partial \varepsilon''} & \frac{\partial f_2}{\partial \mu'} & \frac{\partial f_2}{\partial \mu''} \\ \frac{\partial f_3}{\partial \varepsilon'} & \frac{\partial f_3}{\partial \varepsilon''} & \frac{\partial f_3}{\partial \mu'} & \frac{\partial f_3}{\partial \mu''} \\ \frac{\partial f_4}{\partial \varepsilon'} & \frac{\partial f_4}{\partial \varepsilon''} & \frac{\partial f_4}{\partial \mu'} & \frac{\partial f_4}{\partial \mu''} \end{bmatrix}. \quad (4.57)$$

Процес уточнення змінних за допомогою ітераційної схеми методу Ньютона $\varepsilon', \varepsilon'', \mu', \mu''$ відбувається до тих пір, поки бажана точність рівності системи (4.55) не буде досягнута або поки не стане ясно, що поставлена задача не має рішення взагалі.

Запропонований чисельно-аналітичний алгоритм у даній дисертації апробовано на шарах ширини d , що являють собою нескінченні діелектричні шари з періодично вбудованими в них металевими включеннями сферичної форми (з радіусом ρ) і циліндричної форми (з радіусом r). В якості первинної ЕМ-хвилі розглядається плоска монохроматична хвиля, що нормально падає на межі шарів, причому її електрична компонента є перпендикулярною до осі циліндричних включень (орієнтація електричного поля первинної хвилі може бути довільною у разі сферичних включень). При використанні даного алгоритму розглядалася елементарна комірка з

постійною a , що дорівнює $0,001\text{м}$, а також $d = 15a$. Для простоти у задачі була розглянута "повітряну" матрицю.

При отриманні виразів для польових функцій A_I і B_{II} в якості ЕМ-відгуків первинного метаматеріального шару беруться формули (2.7) і (2.15) на випадок циліндричних включень і формули (2.24) і (2.25) на випадок сферичних включень. Такий вибір обумовлено четвертим висновком другого розділу, який говорить: ефективні ЕМ-відгуки безмежного композитного середовища з достатнім ступенем точності описують ефективні ЕМ-відгуки середовищ, що складаються з кінцевого числа елементарних шарів безмежного композитного середовища, що розглядається.

Приймемо, що первинна хвиля падає тільки на ліву межу метаматеріального шару, що розглядається. Тоді $B_{II} = 0$. З огляду на визначення повного коефіцієнта відбиття R і повного коефіцієнта проходження T , матимемо для розглянутих метаматеріальних підшарів

$$(d = \sum_{n=1}^N d_n):$$

$$\left. \begin{aligned} A_{II} &= T \cdot A_I, \\ B_I &= R \cdot A_I, \end{aligned} \right\} \quad (4.58)$$

де, відповідно до результатів роботи [169], коефіцієнт відбиття R описується рівністю (4.4), а коефіцієнт проходження T - рівністю (4.5), а при цьому має місце рівність $l = d$.

Вирази для польових функцій A_{II}^* і B_I^* визначаються за допомогою виразів (4.34), (4.39)-(4.44), (4.50)-(4.51), а ефективні відносні проникності елементарних шарів композитної структури, що розглядається, обчислювалися за допомогою ітераційного методу Ньютона, описаного вище, і визначаються рівностями (4.55)-(4.57).

Точність результатів обчислень оцінено за допомогою їх порівняння з результатами, отриманими з використанням FDTD-моделювання, яке

використовувалося для обчислення S-параметрів розглянутих метаматеріальних підшарів композитної структури, що розглядається, із подальшим перерахуванням за ними ефективних відносних проникностей за допомогою виразів (3.1)-(3.5). Відповідні графіки залежностей для дійсної частини ефективних відносних проникностей від об'ємної частки металу, яку обчислюють за формулами

$$F = \begin{cases} \frac{\pi r^2}{a^2} & \text{для циліндричних включень,} \\ \frac{4\pi r^3}{3a^3} & \text{для сферичних включень,} \end{cases} \quad (4.59)$$

наведені на рис. 4.19-4.22. Відповідні обчислення були виконані на частоті 1 ГГц, як і в роботі [166].

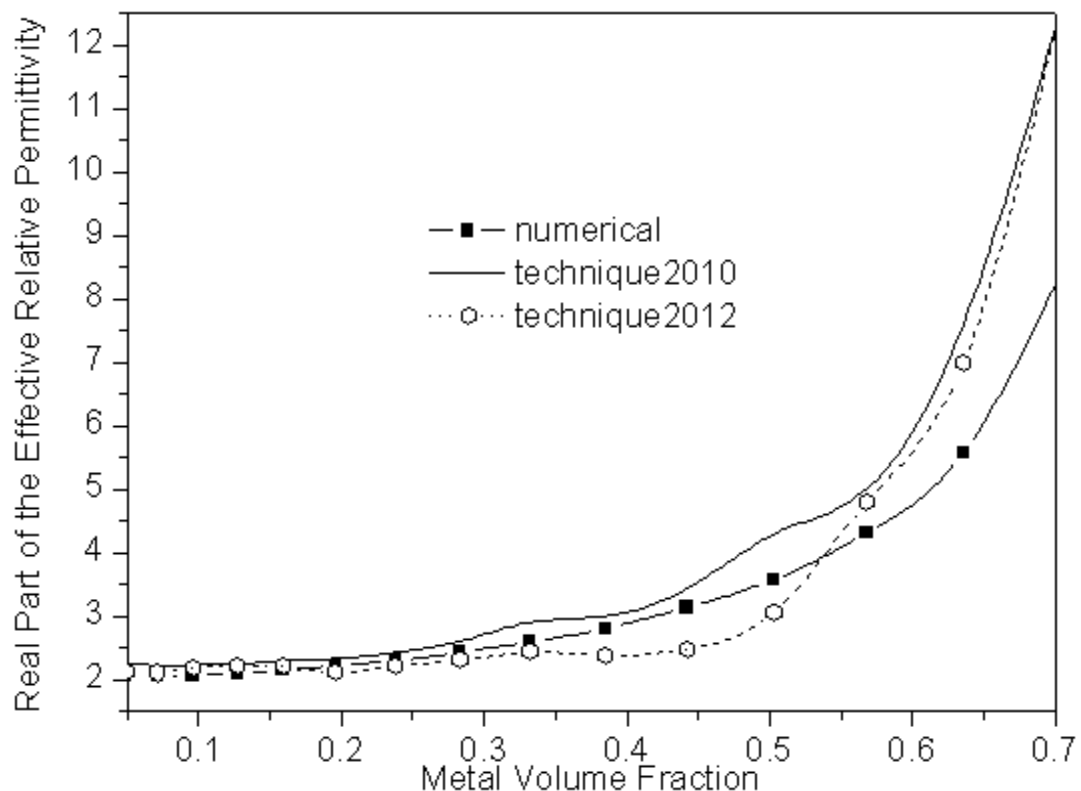


Рис. 4.19. Залежність дійсної частини ефективної відносної діелектричної проникності елементарного шару від об'ємної частки циліндричних включень

На рис. 4.19-4.22 криві "numerical" відносяться до FDTD-моделювання,

криві "technique2012" відносяться до моделювання за допомогою даного чисельно-аналітичного алгоритму, а криві "technique2010" - до моделювання за допомогою принципу нульового підшару. Як видно з цих графіків, має місце погодженість між результатами, отриманими за допомогою FDTD-моделювання та результатами, отриманими з використанням запропонованого у даному розділі чисельно-аналітичного алгоритму і принципу нульового підшару. Як і слід було очікувати, збіжність результатів погіршується зі збільшенням об'ємної частки металу у метаматеріалах: висока збіжність запропонованого алгоритму спостерігається при $F \leq 0,35$ для циліндричних включень і при $F \leq 0,25$ для сферичних включень, в той час як добра збіжність принципу нульового шару має місце при $F \leq 0,3$ для циліндричних включень і при $F \leq 0,2$ для сферичних включень.

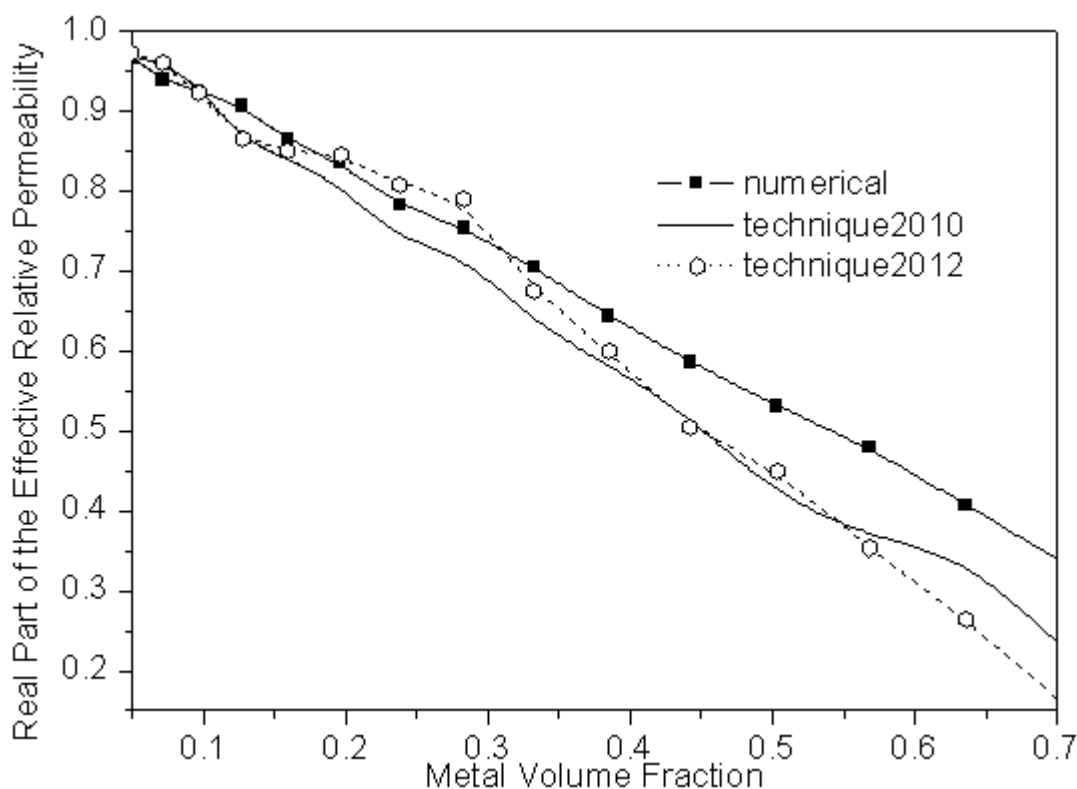


Рис. 4.20. Залежність дійсної частини ефективної магнітної відносної проникності елементарного шару від об'ємної частки циліндричних включень

Для перевірки швидкодії обчислювальної схеми запропонованого алгоритму в порівнянні зі швидкодією обчислювальної схеми принципу

нульового підшару в даній роботі також використовувалася реалізація першої схеми за допомогою оптимізаційної процедури методу градієнтів (замість ітераційного методу Ньютона), [172], який був використаний для реалізації схеми принципу нульового підшару в роботі [26]. Велика кількість числових експериментів показала перевагу запропонованого алгоритму над принципом нульового підшару за часом комп'ютерної реалізації у 8-11 разів. У той же час чисельна реалізація запропонованого в даній дисертації алгоритму за допомогою оптимізаційної процедури методу градієнтів не виявила суттєвої різниці у машинному часі при її комп'ютерній реалізації за допомогою ітераційного методу Ньютона, що говорить про перевагу даної чисельної схеми надд принципом нульового підшару.

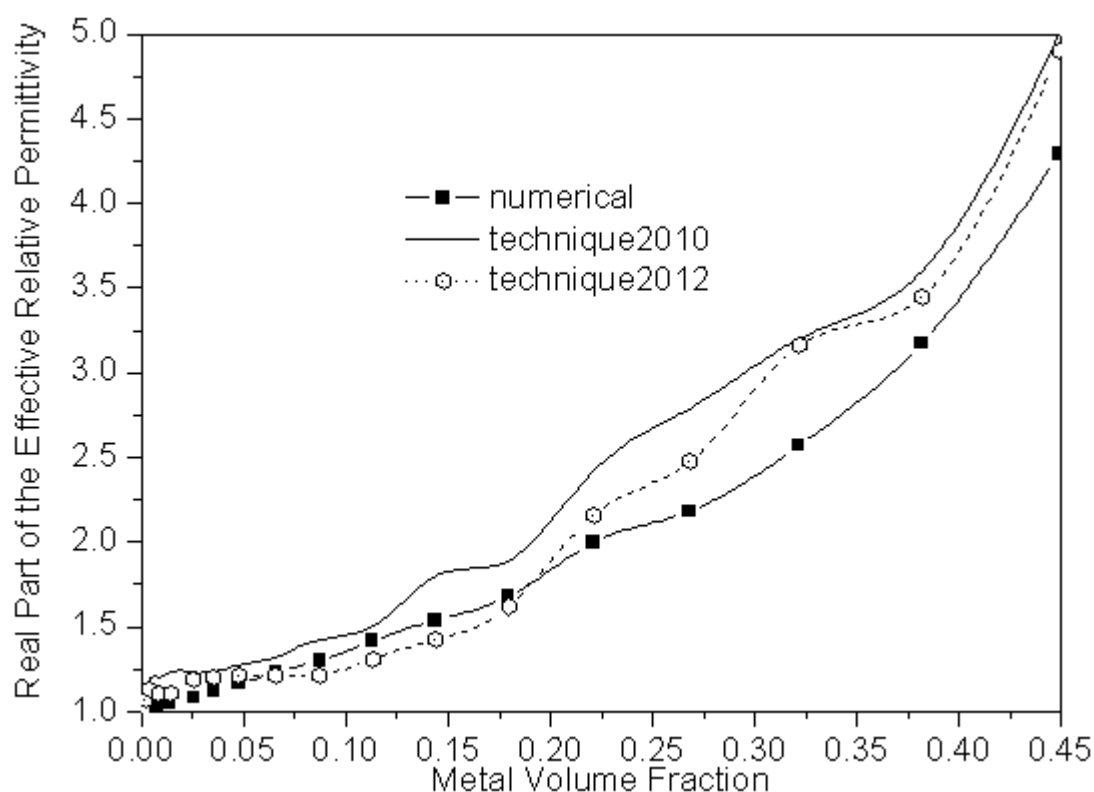


Рис. 4.21. Залежність дійсної частини ефективної відносної діелектричної проникності елементарного шару від об'ємної частки сферичних включень

Велика кількість числових експериментів з апробації запропонованого чисельно-аналітичного алгоритму показала, що найкраща відповідність розв'язку досягається, коли: 1) розподіл коефіцієнтів товщини повітряних

підшарів $\{\alpha_n\}$ є симетричним уздовж ширини метаматеріального шару (див. вираз (4.53)); 2) $\max_n \alpha_n < 0,2$. Важливо також відзначити при цьому, що має місце збіг результатів розрахунків тангенса кута втрат елементарних шарів та розрахунків, отриманих при чисельному FDTD-моделюванні і при чисельному моделюванні з використанням запропонованого в даному розділі чисельно-аналітичного алгоритму пошарової характеристики плоских метаматеріальних структур, у той час як обчислення при використанні FDTD-симулятора вимагало машинного часу в середньому на порядок більшого, ніж при використанні запропонованого чисельно-аналітичного алгоритму.

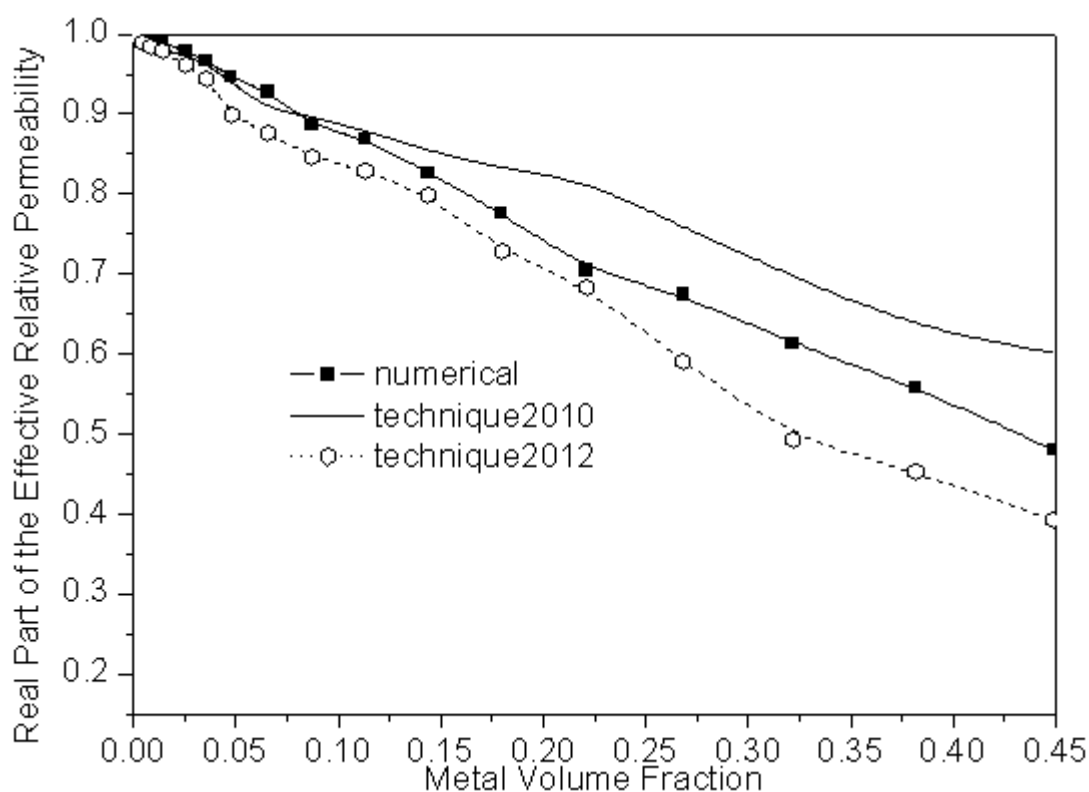


Рис. 4.22. Залежність дійсної частини ефективної магнітної відносної проникності елементарного шару від об'ємної частки сферичних включень

Розроблений чисельно-аналітичний алгоритм пошарової характеристики плоских метаматеріальних структур був також апробований і перевірений при обчисленнях ефективних відносних проникностей нескінченного метаматеріального зразка, розглянутого в підрозділі 3.4 для моделювання ефективних властивостей випромінювальної системи на основі прямокутної

мікросмушкової антени. В якості первинного метаматеріального шару, як і в даному підрозділі, використовувалося нескінченне метаматеріальне середовище з циліндричними включеннями. Результати обчислення дали значення $2,8778 + 0,1011i$ проти отриманого у підрозділі 3.4 значення $2,8699 + 0,3203i$ для ефективної відносної діелектричної проникності, а також значення $0,812 + 0,0269i$ проти отриманого у підрозділі 3.4 значення $0,8272 + 0,05117i$ для ефективної відносної магнітної проникності.

4.3. Висновки до четвертого розділу

Двокомпонентні композитні плоскі матеріали, що містять металеві включення, мають велику ефективну відносну діелектричну проникність у порівнянні з відносною діелектричною проникністю діелектричної матриці і меншу відносну магнітну проникність, ніж відносна магнітна проникність матриці, причому ефект приросту ефективної відносної діелектричної проникності сильніший для тих композитів, в яких можна виділити елементарну комірку, тобто для композитів із просторовою симетрією.

Як і у випадку безмежних двокомпонентних метаматеріалів, приріст ефективної відносної діелектричної проникності збільшується, а діамagnetизм відносної магнітної проникності зменшується нелінійно зі зростанням об'ємної частки металевих включень.

Як свідчать результати розділу, ефективним теоретичним інструментом аналізу ефективних ЕМ-відгуків плоских метаматеріальних структур є алгоритм пошарової декомпозиції.

Результати досліджень, викладені у даному розділі, відображені у публікаціях здобувача: [23], [24], [26], [27], [33], (статті у журналах), [48], [49] (тези конференцій).

РОЗДІЛ 5

НВЧ-ТЕОРІЯ ЕФЕКТИВНОГО СЕРЕДОВИЩА ДЛЯ ДВОКОМПОНЕНТНИХ МАГНІТНИХ МЕТАМАТЕРІАЛІВ

Незважаючи на актуальність питання створення штучних феритів для НВЧ-діапазону, [10], роботи в даному напрямку ведуться недостатньо активно, питанням моделювання композитних середовищ з магнітними/феромагнітними включеннями за останні два десятиріччя було присвячено небагато робіт. Заслужують на увагу, наприклад, роботи [10, 173, 174]. Крім того, дані роботи присвячено лише конкретним окремим випадкам. Такий стан питання призводить до необхідності створення спільних теорій штучних магнітних/феромагнітних матеріалів НВЧ-діапазону.

У даному розділі наведена НВЧ-теорію ефективного середовища для двокомпонентного нерезонансного метаматеріалу (довжина хвилі у метаматеріалі більше чотирьох довжин поперечних лінійних розмірів включень), що представлений у вигляді ізотропного діелектричного безмежного середовища з періодично вбудованими в нього феромагнітними металевими включеннями сферичної та циліндричної форми. Причому в дисертації розглядаються випадки, коли включення частково або повністю намагнічені постійним зовнішнім магнітним полем. Розглянуто основні закономірності розповсюдження плоских ЕМ-хвиль у таких середовищах.

5.1. Тензор ефективної магнітної проникності повністю намагніченого метафериту

5.1.1. Випадок включень без магнітних втрат

Розглянемо два безмежних метаматеріальних середовища, представлені у вигляді ідентичних безмежних ізотропних діелектриків із періодично вбудованими в них металевими феромагнітними включеннями циліндричної (а саме кругові нескінченно довгі циліндри) і сферичної форми. На рис. 5.1а-б представлено фрагменти таких середовищ із виділеними в них

елементарними комірками з постійною a . Як і в другому розділі, прийнемо за r радіус циліндричних включень, а за ρ радіус сферичних включень (рис. 2.1 і рис. 2.9 відповідно).

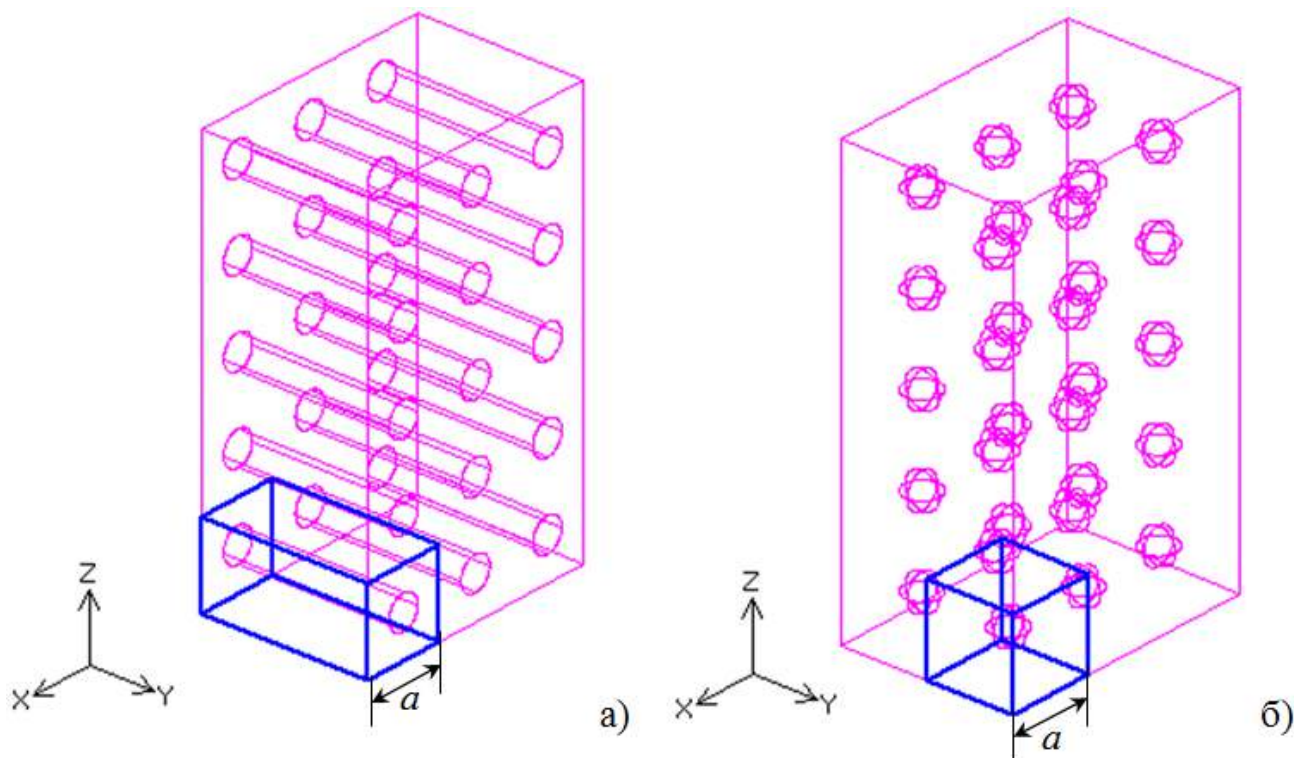


Рис. 5.1. Фрагменти метаматеріальних середовищ із виділеними в них елементарними комірками

Спрямуємо зовнішнє постійне магнітне поле (поле намагнічування) уздовж осі y . Такий вибір обумовлений тим, що магнітний момент буде мати у цьому випадку найбільше значення у метаматеріалах з циліндричними включеннями (при одному і тому ж радіусі циліндричних і сферичних включень, об'ємна частка металу завжди є більшою у перших включеннях), що представляє практичний інтерес з точки зору створення штучних феритів. У той же час процес намагнічування метаматеріалу зі сферичними включеннями є інваріантним по відношенню до напрямку вектора зовнішнього магнітного поля з причини симетрії елементарної комірки для цього виду включень.

За аналогією з другим розділом і згідно з ідеєю узагальненої теорії ефективного середовища будемо вважати, що в діпольному наближенні

метаматеріальні середовища, що розглядаються, поведуться як однорідні середовища в НВЧ-діапазоні та характеризуються своїми тензорами ефективних діелектричної та магнітної проникностей. Тензор ефективної діелектричної проникності зазначених метаматеріальних середовищ описується виразами (2.3), (2.7) у випадку циліндричних включень і виразами (2.22), (2.24), (2.26) у випадку сферичних включень. Отримаємо вирази для тензорів ефективних магнітних проникностей розглянутих метаматеріальних середовищ на випадок, коли включення намагнічені до насичення під дією зовнішнього постійного магнітного поля. При цьому будемо розглядати досить великі значення для об'ємної частки металевих включень ($\sim 0,55$ для циліндричних включень і $\sim 0,35$ для сферичних включень). Це дозволить нам надалі розглядати дані метаматеріали як штучні ферити.

Застосуємо до досліджуваних метаматеріалів підхід теорії ефективного середовища, розроблений у роботі [173] для полікристалічних феритів. Це можна зробити, припустивши, що тензор магнітної проникності одного (ефективного) домену задовольняє рівнянню Ландау-Ліфшиця-Гільберта:

$$\hat{\mu}_d = \begin{bmatrix} \mu & 0 & -ik \\ 0 & 1 & 0 \\ ik & 0 & \mu \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

де

$$\mu = 1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad k = \frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (5.2)$$

де ω – кругова частота первинної ЕМ-хвилі, $\omega_0 = \gamma \mu_0 H_a$ – ларморівська частота, H_a – ефективне магнітне поле домену (поле анізотропії домену), γ – гіромагнітне відношення, $\omega_m = \gamma \mu_0 M_s$ – внутрішня частота прецесії, M_s – намагніченість насичення. У даному випадку мається на увазі, що значення напруженості зовнішнього магнітного поля H_0 є достатнім для

намагнічування включень до повного насичення. Нехай для зручності $\mu_{\xi} = \mu_{yy}^{cyl}$ і $\mu_{\zeta} = \mu^{sph}$. Тоді згідно з результатами роботи [175], елементи μ і k тензора (5.1) пов'язані з відносною магнітною проникністю домену повністю розмагніченого фериту за допомогою виразу

$$5\mu_{\xi}^3 + (2\mu - 1)\mu_{\xi}^2 - [3(\mu^2 - k^2) + 2\mu]\mu_{\xi} - \mu^2 + k^2 = 0 \quad (5.3)$$

на випадок домену у формі колового циліндра і з виразу

$$4\mu_{\zeta}^3 - [(\mu^2 - k^2) + 2\mu]\mu_{\zeta} - \mu^2 + k^2 = 0 \quad (5.4)$$

на випадок домену сферичної форми. При цьому будемо ототожнювати випадок циліндричного домену з випадком метаматеріального середовища з циліндричними включеннями, а випадок сферичного домену - з випадком метаматеріального середовища зі сферичними включеннями. Такий підхід прийнятий в силу того, що в разі повного намагнічування включення кожної елементарної комірки можна формально розглядати як один (ефективний) домен, у той час як в основі гомогенізації відповідних метаматеріальних середовищ лежить усереднення компоненту ЕМ-поля за довільною елементарною коміркою цих середовищ [142, 145].

Отримаємо вираз для намагніченості насичення ефективних доменів розглянутих метаматеріалів при заданому значенні зовнішнього поля H_0 , що дозволить надалі отримати вирази для елементів тензора магнітної проникності ефективних доменів.

Ефективна відносна магнітна проникність повністю розмагніченого метаматеріалу визначається виразом (2.15) у разі циліндричних включень (тепер позначаємо її символом μ_{ξ}) і визначається виразом (2.25) у разі сферичних включень (тепер позначаємо її символом μ_{ζ}).

Як і в попередніх розділах дисертації, розглянемо для простоти повітряну матрицю ($\mu_m = \varepsilon_m = 1$), хоч явно це і не враховується в рішенні рівнянь (5.3) і (5.4). Нехай постійна елементарної комірки a дорівнює 0,001 м.

Підставляючи вирази (5.2), (2.15) у формулу (5.4), отримаємо рівняння щодо невідомої намагніченості насичення M_s у випадку циліндричних включень:

$$\begin{aligned}
 & 5\mu_\xi^3 + \left(2 \left(1 + \frac{\omega_0 \gamma \mu_0 M_s}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) - 1 \right) \mu_\xi^2 \\
 & - \left[3 \left(\left(1 + \frac{\omega_0 \gamma \mu_0 M_s}{\omega_0^2 - \omega^2} \right)^2 - \left(\frac{\omega \gamma \mu_0 M_s}{\omega_0^2 - \omega^2} \right)^2 \right) + 2 \left(1 + \frac{\omega_0 \gamma \mu_0 M_s}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \right] \mu_\xi \\
 & - \left(1 + \frac{\omega_0 \gamma \mu_0 M_s}{\omega_0^2 - \omega^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega \gamma \mu_0 M_s}{\omega_0^2 - \omega^2} \right)^2 = 0.
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

Розв'язуючи рівняння (5.5) щодо M_s , отримаємо на випадок циліндричних включень:

$$\begin{aligned}
 M_{s\pm} &= \frac{\omega_0(\mu_\xi^2 - 3\mu_\xi - 2)}{\gamma\mu_0(1 + 3\mu_\xi)} \pm \\
 & \pm \frac{\sqrt{\omega_0^2(1 + 16\mu_\xi^4 + 2\mu_\xi^3 - 3\mu_\xi^2) + \omega^2(3 - 15\mu_\xi^4 - 8\mu_\xi^3 + 8\mu_\xi^2 + 12\mu_\xi)}}{\gamma\mu_0(1 + 3\mu_\xi)},
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

Підставляючи далі вирази (5.2) і (2.25) у формулу (5.4), отримаємо рівняння щодо невідомої M_s для сферичних включень:

$$\begin{aligned}
 & 4\mu_\xi^3 - \left[\left\{ 1 + \frac{\omega_0 \gamma \mu_0 M_s}{\omega_0^2 - \omega^2} \right\}^2 - \frac{\omega^2 \gamma^2 \mu_0^2 M_s^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} + 2 \left\{ 1 + \frac{\omega_0 \gamma \mu_0 M_s}{\omega_0^2 - \omega^2} \right\} \right] \mu_\xi \\
 & - \left\{ 1 + \frac{\omega_0 \gamma \mu_0 M_s}{\omega_0^2 - \omega^2} \right\}^2 + \frac{\omega^2 \gamma^2 \mu_0^2 M_s^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} = 0.
 \end{aligned} \tag{5.7}$$

Розв'язуючи рівняння (5.5) щодо M_s , отримаємо вираз для намагніченості насичення на випадок сферичних включень:

$$\mu_0 M_{s\pm} = A \pm \frac{\sqrt{A^2 - 4B}}{2} \quad (5.8.1)$$

де

$$\left. \begin{aligned} A &= -\frac{1 + 2\mu_\varsigma}{1 + \mu_\varsigma} \mu_0 H_a, \\ B &= -\frac{4\mu_\varsigma^3 - 3\mu_\varsigma - 1}{1 + \mu_\varsigma} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\gamma^2}. \end{aligned} \right\} \quad (5.8.2)$$

Таким чином, тензор ефективної відносної магнітної проникності для одного домену має вигляд:

$$\hat{\mu}_{d\pm} = \begin{bmatrix} \mu_d^\pm & 0 & -ik_d^\pm \\ 0 & 1 & 0 \\ ik_d^\pm & 0 & \mu_d^\pm \end{bmatrix} \quad (5.9.1)$$

де його елементи можуть бути записані в термінах тензора сприйнятливості

$$\hat{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zz} \end{pmatrix} \text{ у вигляді} \quad (5.9.2)$$

$$\left. \begin{aligned} \mu_d^\pm &= 1 + \frac{\omega_0 \gamma \mu_0 M_{s\pm}}{\omega_0^2 - \omega^2} = 1 + \chi_{xx}^\pm = 1 + \chi_{zz}^\pm, \\ k_d^\pm &= \frac{\omega \gamma \mu_0 M_{s\pm}}{\omega_0^2 - \omega^2} = -i\chi_{xz}^\pm = i\chi_{zx}^\pm. \end{aligned} \right\}$$

Невизначеність у виборі знака у виразах (5.9) буде розкрита пізніше в даному розділі.

Вирази (5.6) і (5.8) отримані для одного домену розглянутих метаматеріалів. Отримаємо зараз вирази для ефективної намагніченості

насичення метаматеріалів, що далі дозволить отримати НВЧ-наближення для тензора ефективної магнітної проникності даних метаматеріалів. Для цього використовуємо вираз для тензора ефективної сприйнятливості двокомпонентного композиту, отриманого в роботі [173]:

$$\hat{\chi}_{eff} = F \hat{\chi} = F \cdot \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zz} \end{pmatrix}, \quad (5.10)$$

де $\hat{\chi}$ – тензор сприйнятливості однієї елементарної комірки.

Вираз для ефективної намагніченості насичення метаматеріалів будемо шукати у вигляді:

$$M_{\Sigma S \pm} = N_D \cdot M_{s \pm}, \quad (5.11)$$

де N_D – щільність доменів в одному включенні метаматеріалу. Оскільки розглядаються тільки включення, намагнічені до насичення, то $N_D = 1$. Останній результат, очевидно, має місце лише в разі немагнітної матриці ($\mu_m = 1$).

Підставляючи вираз (5.10) до (5.9.2) і замінюючи в останньому $M_{s \pm}$ на $M_{\Sigma S \pm}$, остаточно отримаємо вираз для тензора ефективної магнітної проникності розглянутих метаматеріальних середовищ:

$$\hat{\mu}_{eff} = \begin{bmatrix} \mu_{\pm} & 0 & -ik_{\pm} \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ ik_{\pm} & 0 & \mu_{\pm} \end{bmatrix} \quad (5.12.1)$$

де

$$\left. \begin{aligned} \mu_{\pm} &= \mu_0 \left(1 + F \frac{\omega_0 \gamma \mu_0 M_{\Sigma S \pm}}{\omega_0^2 - \omega^2} \right), \\ k_{\pm} &= \mu_0 F \frac{\omega \gamma \mu_0 M_{\Sigma S \pm}}{\omega_0^2 - \omega^2}, \end{aligned} \right\} \quad (5.12.2)$$

де $\omega_0 = \gamma \mu_0 H_a$, а в останньому виразі

$$H_a = \begin{cases} H_0, & \text{для циліндричних включень,} \\ H_0 - \frac{M_s}{3}, & \text{для сферичних включень} \end{cases} \quad (5.13)$$

Тут у нижній формулі (5.13) M_s – намагніченість насичення феромагнітного матеріалу (матеріалу включень).

Щоб розкрити невизначеність, пов'язану з вибором знака в виразах (5.9), звернемося до деяких результатів в роботі [176]. Зокрема, у цій роботі показано, що ефективна відносна магнітна проникність повністю розмагніченого фериту визначається виразом:

$$\mu_{eff}^d = \frac{\mu_0 + 2\sqrt{\mu^2 - k^2}}{3\mu_0} \quad (5.14)$$

незалежно від форми доменів. У той же час у другому розділі даної роботи були отримані залежності величини μ_{eff}^d від частоти для випадку циліндричних і сферичних включень (вирази (2.15) і (2.25), відповідно). Обчислення проводилися для підбпаленої сталі при $H_0 = 1,6 \cdot 10^5$ А/м (що відповідає повному насиченню включень і $\mu_i \approx 500$). Отримані нами залежності для двох значень знаків у виразах (5.6) і (5.8) порівнювалися з частотними залежностями виразів (2.15) для циліндричних включень і (2.25) для сферичних включень. Таке порівняння показало, що криві для дійсних частин частотних залежностей μ_ξ і μ_{eff}^d (випадок циліндричних включень) з достатнім ступенем точності збігаються при виборі знака "+" у виразі (5.6); те ж саме має місце для дійсних частин частотних залежностей μ_ξ і μ_{eff}^d (випадок сферичних включень), тобто треба обирати знак "+" у виразі (5.8.1). Відзначимо, що той самий вибір знаків могло бути отримано за умови

додатньої дійсної частини величини $M_{s\pm}$. Зробивши відповідний вибір знаків, шукані компоненти тензора ефективної магнітної проникності розглянутих метаматеріалів будуть мати такий вигляд:

$$\left. \begin{aligned} \mu &= \mu_0 \left(1 + F \frac{\omega_0 \gamma \mu_0 M_{\Sigma S}}{\omega_0^2 - \omega^2} \right), \\ k &= \mu_0 F \frac{\omega \gamma \mu_0 M_{\Sigma S}}{\omega_0^2 - \omega^2}, \end{aligned} \right\} \quad (5.15.1)$$

де

$$M_{\Sigma S} = \begin{cases} M_{\Sigma S-} & \text{для циліндричних включень,} \\ M_{\Sigma S+} & \text{для сферичних включень,} \end{cases} \quad (5.15.2)$$

а об'ємна частка металевих включень F буде визначатися за формулами (4.48).

5.1.2. Випадок включень із магнітними втратами

Реальні феромагнітні матеріали мають магнітні втрати. Тому, власне кажучи, вирази (5.12) вимагають уточнення з урахуванням магнітних втрат включень. Для того щоб зробити це, необхідно ввести резонансну комплексну частоту $\omega_0 + i\alpha\omega$ (як це було зроблено в роботі [83]), де α – коефіцієнт загасання для розглянутого метаматеріалу або ефективний коефіцієнт загасання елементарної комірки, іноді званий коефіцієнтом феноменологічних втрат.

З огляду на те, що в даній дисертаційній роботі розглядаються немагнітні матриці, а магнітні втрати будь-якої елементарної комірки обумовлені виключно магнітними втратами включень, то ефективний коефіцієнт загасання елементарної комірки логічним чином можна представити у вигляді:

$$\alpha = F \cdot \alpha_n, \quad (5.16)$$

де α_n – коефіцієнт загасання матеріалу включення. Тоді, роблячи заміну $\omega_0 \rightarrow \omega_0 + iF\alpha_n\omega$ у виразах (5.12), приходимо до НВЧ-наближенням для тензора ефективної магнітної проникності метаматеріалів:

$$\hat{\mu}_{eff} = \begin{bmatrix} \mu & 0 & -ik \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ ik & 0 & \mu \end{bmatrix}, \quad (5.17.1)$$

$$\left. \begin{aligned} \mu &= \mu_0 \left(1 + F \frac{(\omega_0 + iF\alpha_n\omega)\gamma\mu_0 N_D M_\Sigma}{(\omega_0 + iF\alpha_n\omega)^2 - \omega^2} \right), \\ k &= \mu_0 F \frac{\omega\gamma\mu_0 N_D M_\Sigma}{(\omega_0 + iF\alpha_n\omega)^2 - \omega^2}, \end{aligned} \right\} \quad (5.17.2)$$

де

$$\begin{aligned} M_\Sigma = M_{cyl} &= \frac{\omega_0(\mu_\xi^2 - 3\mu_\xi - 2)}{\gamma(1 + 3\mu_\xi)} - \\ &= \frac{-\sqrt{\omega_0^2(1 + 16\mu_\xi^4 + 2\mu_\xi^3 - 3\mu_\xi^2) + \omega^2(3 - 15\mu_\xi^4 - 8\mu_\xi^3 + 8\mu_\xi^2 + 12\mu_\xi)}}{\gamma(1 + 3\mu_\xi)} \end{aligned} \quad (5.17.3)$$

отримано в разі включень циліндричної форми, а вираз

$$\begin{aligned} M_\Sigma = M_{sph} &= \\ &= -\frac{1 + 2\mu_\xi}{1 + \mu_\xi} \mu_0 H_a + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{(1 + 2\mu_\xi)^2}{(1 + \mu_\xi)^2} H_a^2 + 4 \frac{4\mu_\xi^3 - 3\mu_\xi - 1}{1 + \mu_\xi} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\gamma^2}} \end{aligned} \quad (5.17.4)$$

отримано для включень сферичної форми.

Вирази (5.17) отримані без урахування формалізму Максвелла-Гарнета [129] або формалізму Бругмана [130]. Більш того, дані вирази мають місце для всього НВЧ-діапазону, навіть для області феромагнітного резонансу, у той час як формалізм Бругмана для щільних композитів і формалізм Максвелла-Гарнета для розчинених (невзаємодіючих) композитів з феромагнітними

включеннями не задовольняють точності на відносно великій відстані від феромагнітного резонансу.

5.2. Ефективний відгук двокомпонентних магнітних метаматеріалів в заданих напрямках

Як і у випадках будь-якого феромагнітного середовища, магнітні відгуки розглянутих метаматеріальних середовищ будуть залежати від напрямку розповсюдження первинної ЕМ-хвилі у цих середовищах. З огляду на отриманий у другому розділі вираз для ефективного коефіцієнта заломлення ЕМ-хвилі (2.5.1), у цьому розділі будуть розглянуті два напрямки розповсюдження первинної хвилі, а саме: у напрямку зовнішнього магнітного поля і у напрямку перпендикулярному до напрямку зовнішнього магнітного поля.

5.2.1. Розповсюдження хвиль у напрямку зовнішнього магнітного поля

Нехай первинна плоска монохроматична ЕМ-хвиля розповсюджується в напрямку зовнішнього магнітного поля, тобто, згідно з рис. 5.1, хвильовий вектор первинної хвилі є паралельним осі y . Нехай також вектор напруженості електричного поля цієї хвилі спрямований паралельно до вісі x . У цьому випадку залежність всіх компонент поля від y -ої координати матиме вигляд $\sim e^{-i\beta y}$, де β - постійна розповсюдження хвилі. Такий вибір орієнтації електричного поля не є випадковим, а обумовлений бажанням уникнути ситуації, при якій електрична компонента поля була б паралельною осі циліндричних включень, тому що у цьому випадку при відносно великих об'ємних частках металу ($F > 0,2$) хвильове проходження в метаматеріалах майже відсутнє, тому такий випадок орієнтації первинної хвилі не має практичного інтересу.

Підставляючи вирази (5.17.1) і (2.3) у разі циліндричних включень або (2.22) у разі сферичних включень в роторні рівняння Максвелла, як показано в роботі [83], після деяких перетворень можна отримати вираз для постійної

розповсюдження у вигляді:

$$\beta = \begin{cases} \sqrt{\varepsilon^{cyl}(\mu \pm k)}, & \text{для циліндричних включень,} \\ \sqrt{\varepsilon^{sph}(\mu \pm k)}, & \text{для сферичних включень,} \end{cases} \quad (5.18)$$

де знак "+" відповідає ЕМ-хвилі з правою круговою поляризацією (ХПКП), у той час як знак "-" відповідає хвилі з лівою круговою поляризацією (ХЛКП). Тоді ефективна відносна магнітна проникність у напрямку зовнішнього магнітного поля буде визначатися (незалежно від форми включень) виразами (див. роботу [85]):

$$\mu_{eff} = \frac{\mu \pm k}{\mu_0}. \quad (5.19.1)$$

Підставляючи вирази (5.17.2) у вираз (5.19.1), отримаємо

$$\mu_{eff} = 1 + \frac{F\gamma\mu_0 N_D M_\Sigma}{\omega_0 + iF\alpha_{in}\omega \mp \omega}. \quad (5.19.2)$$

Відзначимо, що, виходячи з постановки задачі і з рівнянь Максвелла, можна показати (див. роботу [85]), що: $H_y = 0$ і $E_y = 0$, тобто для даної орієнтації ЕМ-хвилі щодо зовнішнього магнітного поля в метаматеріалах може розповсюджуватися тільки плоска Т-хвиля.

На рис. 5.2-5.9 наведено спектри для дійсних частин ефективних відносних магнітних проникностей μ_{eff} , а також спектри магнітних втрат $\delta_m = Im(\mu_{eff})/Re(\mu_{eff})$ для підпаленої сталі при $H_0 = 1,6 \cdot 10^5$ А/м, $\mu_i = 500$, $a = 0,001$ м, $r = 0,00034$ м, $\rho = 0,0004$ м, $\mu_m = \varepsilon_m = 1$ і для різних значень коефіцієнта загасання матеріалу включень α_{in} . Проведемо аналіз отриманих результатів.

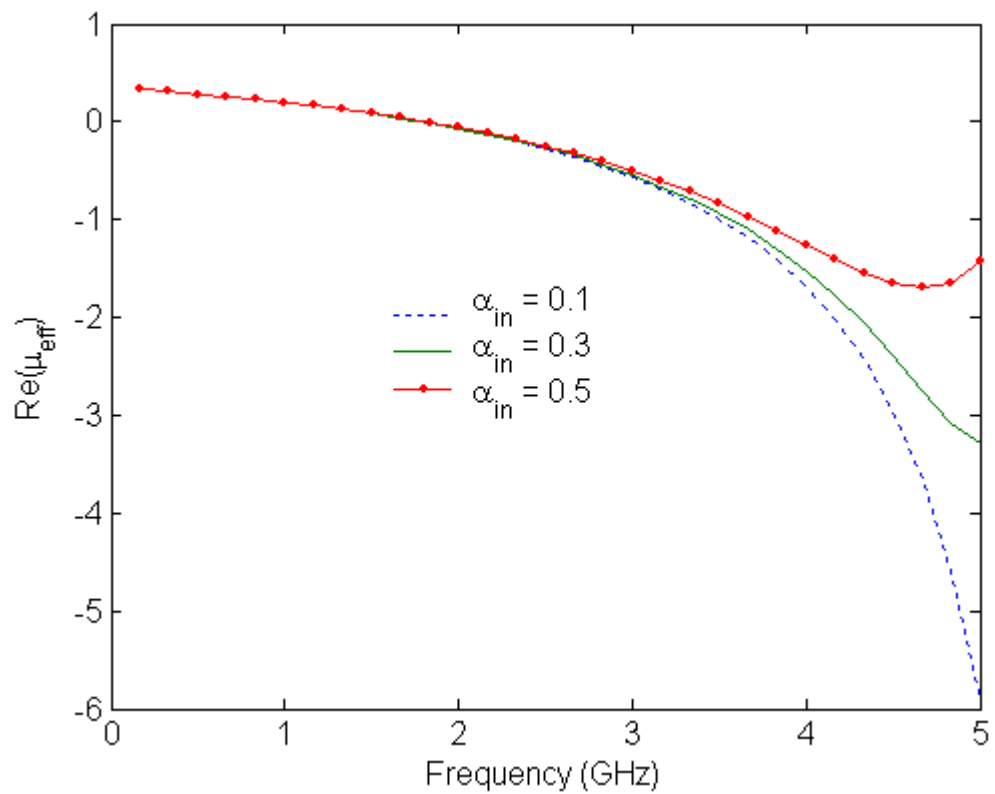


Рис. 5.2. Спектр дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності для ХПКП, що розповсюджується у напрямку зовнішнього магнітного поля: циліндричні включення

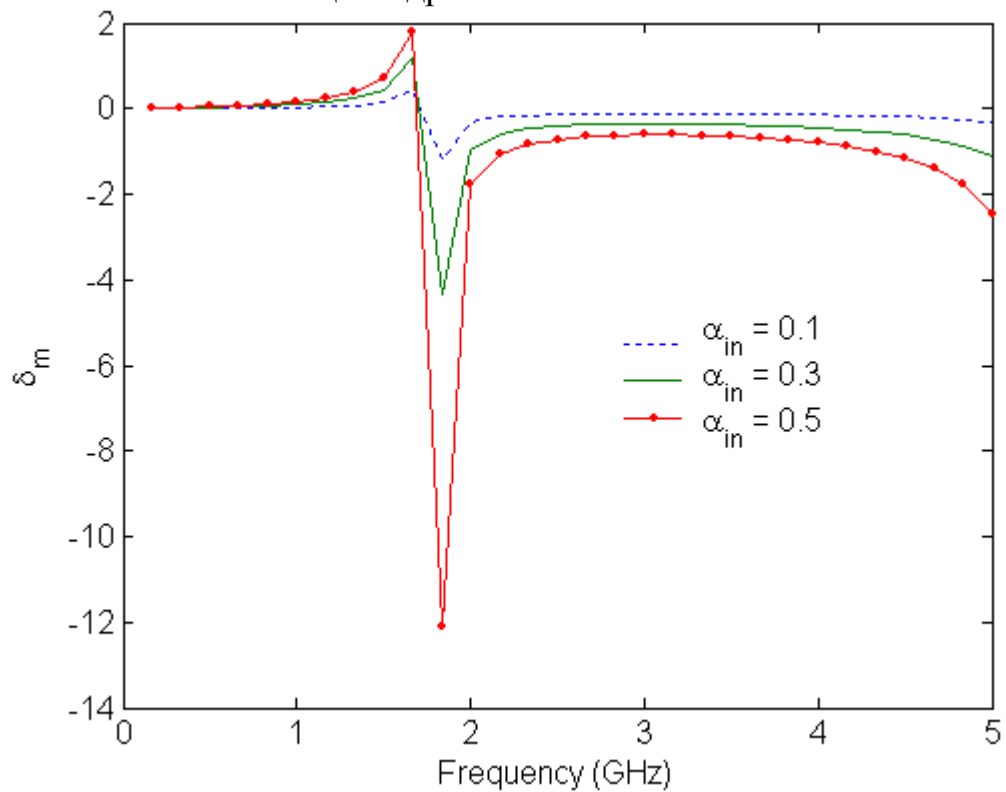


Рис. 5.3. Спектр магнітних втрат для ХПКП, що розповсюджується у напрямку зовнішнього магнітного поля: циліндричні включення

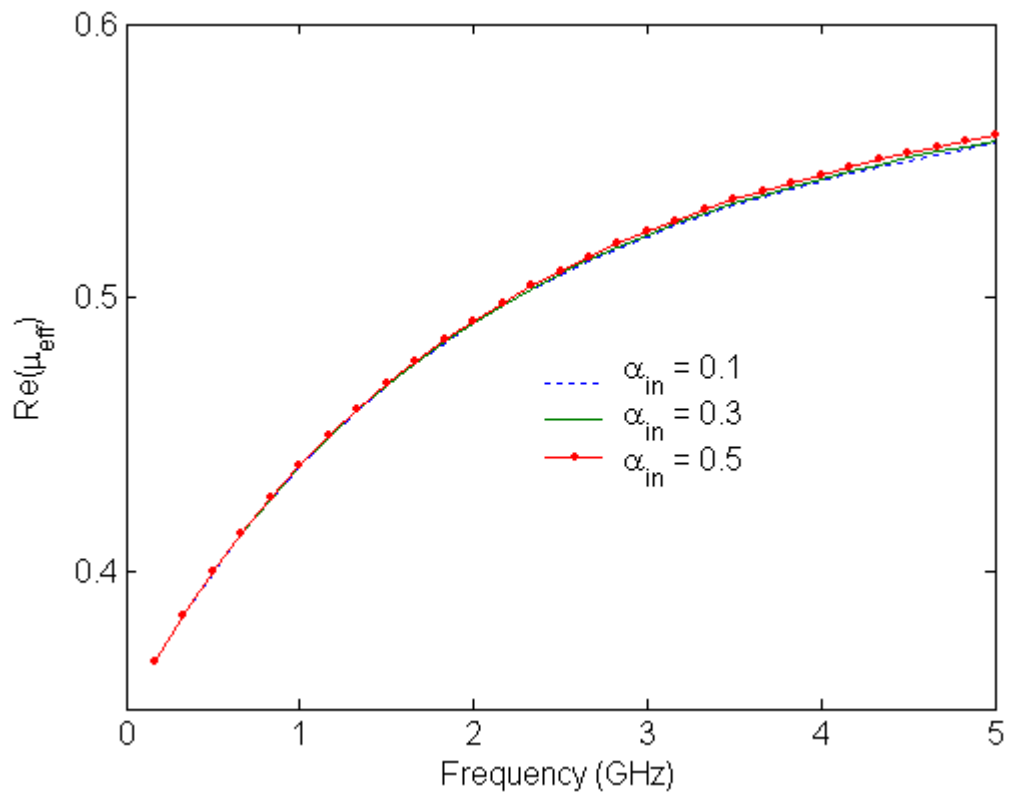


Рис. 5.4. Спектр дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності для ХЛКП, що розповсюджується у напрямку зовнішнього магнітного поля: циліндричні включення

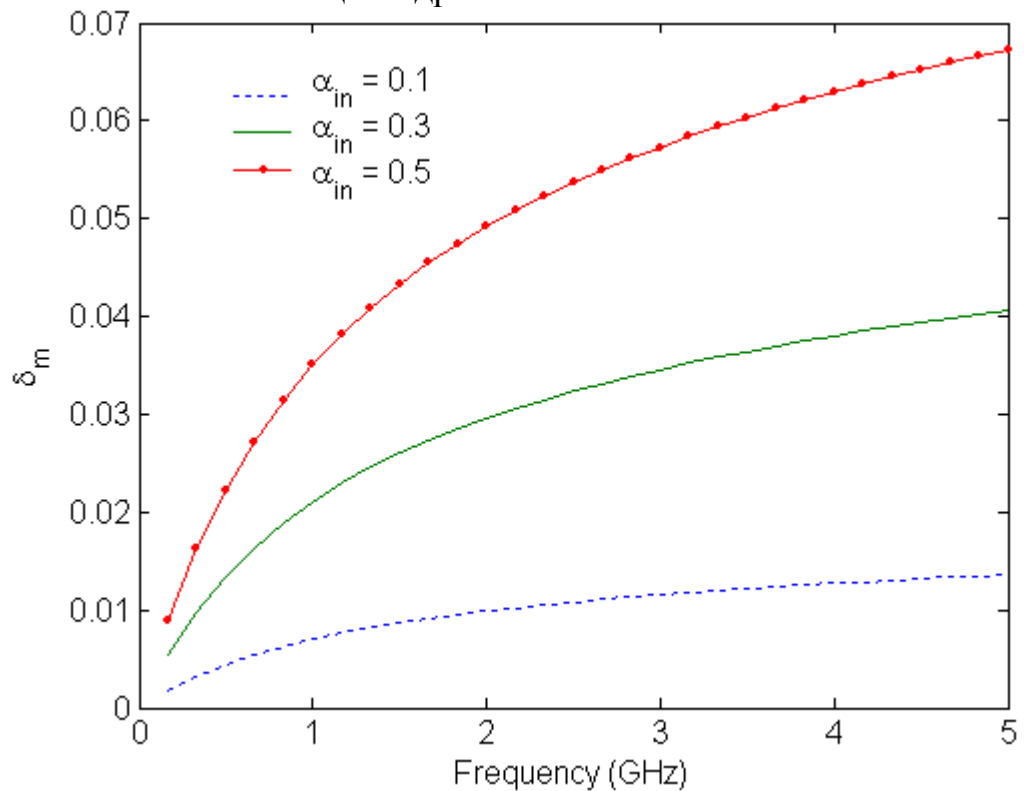


Рис. 5.5. Спектр магнітних втрат для ХЛКП, що розповсюджується у напрямку зовнішнього магнітного поля: циліндричні включення

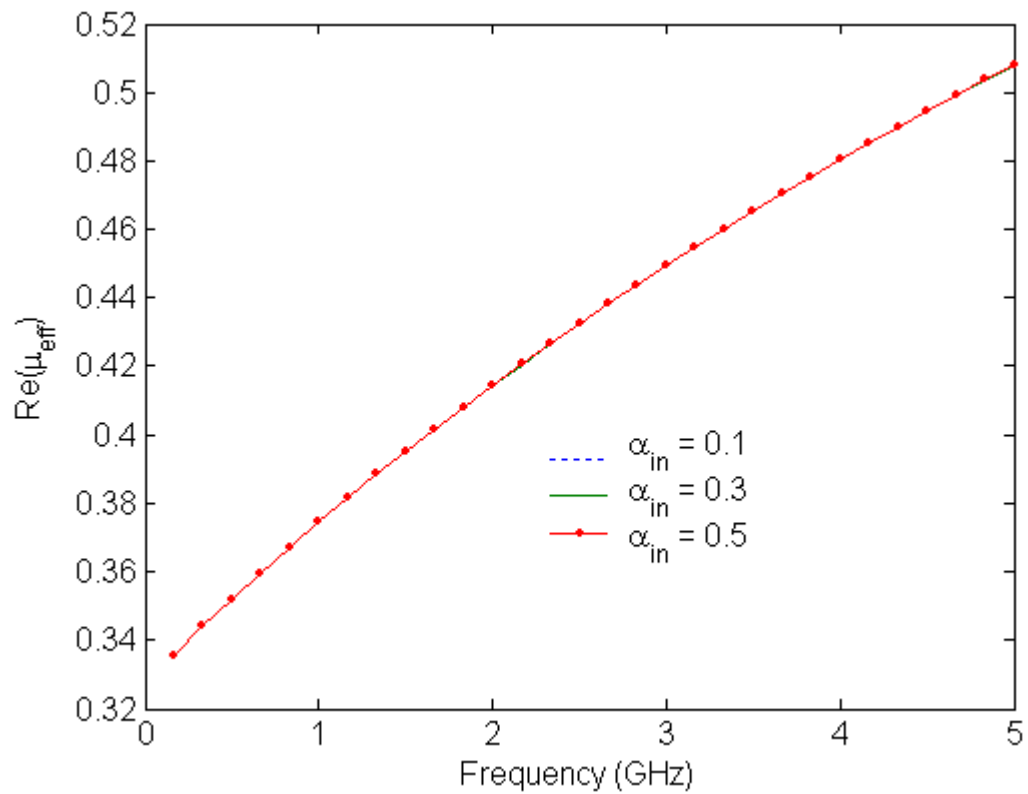


Рис. 5.6. Спектр дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності для ХПКП, що розповсюджується у напрямку зовнішнього магнітного поля: сферичні вclusions

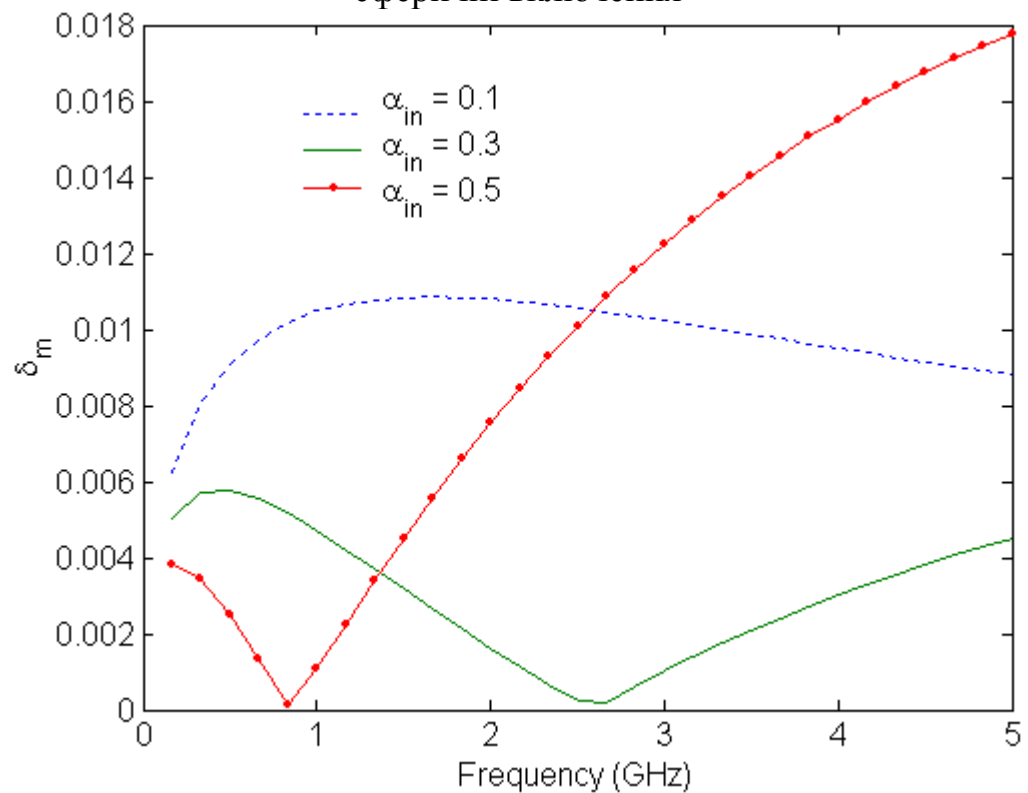


Рис. 5.7. Спектр магнітних втрат для ХПКП, що розповсюджується у напрямку зовнішнього магнітного поля: сферичні вclusions

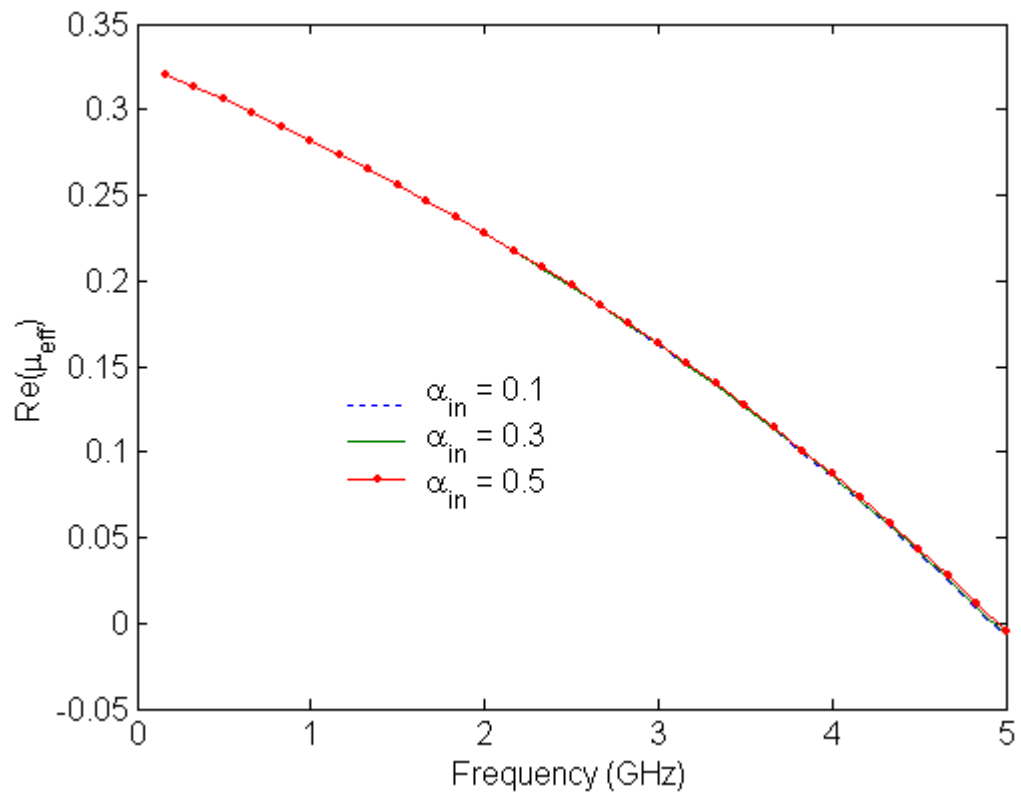


Рис. 5.8. Спектр дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності для ХЛКП, що розповсюджується у напрямку зовнішнього магнітного поля: сферичні вclusions

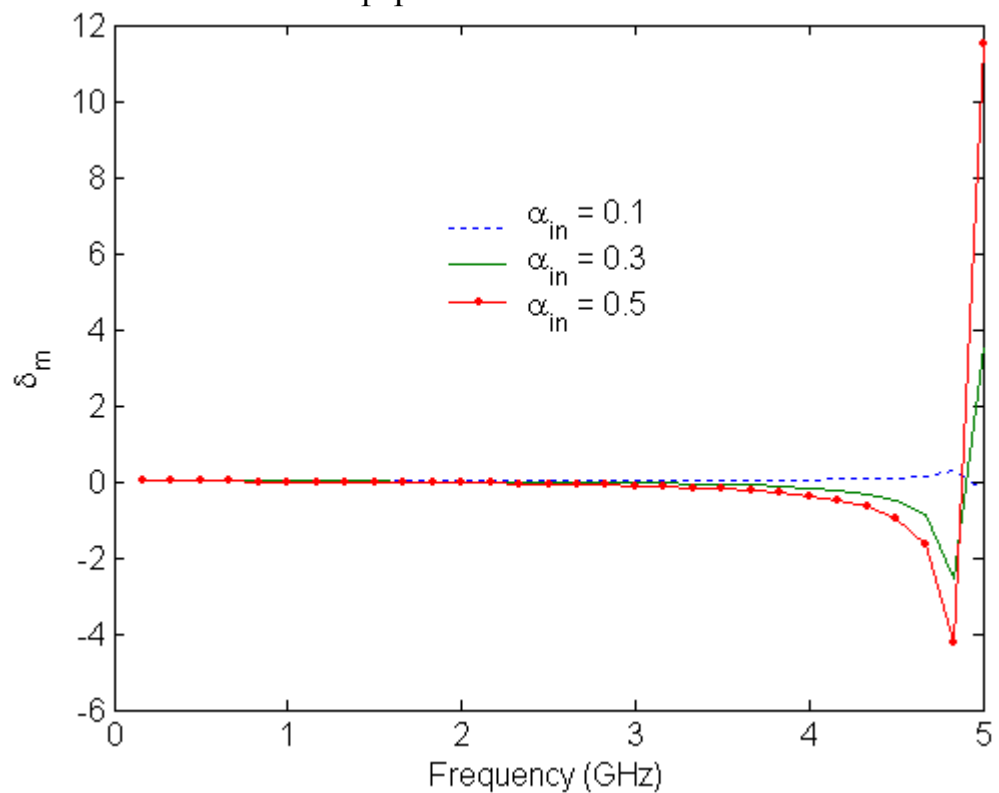


Рис. 5.9. Спектр магнітних втрат для ХЛКП, що розповсюджується у напрямку зовнішнього магнітного поля: сферичні вclusions

Графіки рис. 5.2, рис. 5.4, рис. 5.6 і рис. 5.8 дозволяють зробити

висновок про те, що дійсні частини ефективних відносних магнітних проникностей розглянутих магнітних метаматеріалів у НВЧ-діапазоні, як правило, мають або малі позитивні значення, або негативні значення. Також з рис. 5.3, 5.5, 5.7 і 5.9 видно, що поза областями резонансу, магнітні втрати метаматеріалу з намагніченими циліндричними включеннями коливаються в межах $10^{-3} \div 10^{-1}$, у той час як магнітні втрати метаматеріалу з намагніченими сферичними включеннями в середньому на два-три порядки вищі.

5.2.2. Розповсюдження хвиль у напрямку, перпендикулярному до напрямку зовнішнього магнітного поля

Нехай первинна плоска монохроматична ЕМ-хвиля розповсюджується в напрямку, перпендикулярному до напрямку зовнішнього поля намагнічування, тобто хвильовий вектор первинної хвилі може бути паралельним до вісі x або до вісі z . У першому випадку залежність всіх компонент поля від x -ої координати матиме вигляд $\sim e^{-i\beta x}$, у той час як залежність всіх компонент поля від z -ої координати матиме вигляд $\sim e^{-i\beta z}$.

Підставляючи вирази (5.17.1) і (2.3) у разі циліндричних включень або (2.22) у разі сферичних включень у роторні рівняння Максвелла, як показано в роботі [83], після деяких перетворень можна отримати вираз для постійної розповсюдження у вигляді:

$$\beta = \begin{cases} \sqrt{\varepsilon_e \mu_0}, & \text{розповсюдження уздовж вісі } x, \quad E_{0x} = E_{0y} = H_{0x} = H_{0z} = 0; \\ \sqrt{\varepsilon_e \mu_0}, & \text{розповсюдження уздовж вісі } z, \quad E_{0y} = E_{0z} = H_{0x} = H_{0z} = 0; \\ \sqrt{\varepsilon_e \frac{\mu^2 - k^2}{\mu}}, & \text{розповсюдження уздовж вісі } x, \quad E_{0x} = E_{0z} = H_{0y} = 0; \\ \sqrt{\varepsilon_e \frac{\mu^2 - k^2}{\mu}}, & \text{розповсюдження уздовж вісі } z, \quad E_{0x} = E_{0z} = H_{0y} = 0; \end{cases} \quad (5.20)$$

де

$$\varepsilon_e = \varepsilon_0 \cdot \begin{cases} \varepsilon^{\text{cyl}}, & \text{для циліндричних включень,} \\ \varepsilon^{\text{sph}}, & \text{для сферичних включень.} \end{cases} \quad (5.21)$$

Тоді ефективна відносна магнітна проникність у напрямку зовнішнього магнітного поля буде визначатися виразами:

$$\mu_{\text{eff}} = \begin{cases} 1, & \text{розповсюдження уздовж вісі } x, \quad E_{0x} = E_{0y} = H_{0x} = H_{0z} = 0; \\ 1, & \text{розповсюдження уздовж вісі } z, \quad E_{0y} = E_{0z} = H_{0x} = H_{0z} = 0; \\ \frac{\mu^2 - k^2}{\mu_0 \mu}, & \text{розповсюдження уздовж вісі } x, \quad E_{0x} = E_{0z} = H_{0y} = 0; \\ \frac{\mu^2 - k^2}{\mu_0 \mu}, & \text{розповсюдження уздовж вісі } z, \quad E_{0x} = E_{0z} = H_{0y} = 0; \end{cases} \quad (5.22)$$

Відповідно до термінології роботи [83], перші два рядки правих частин формул (5.20) і (5.22) відповідають випадку так званої ординарної хвилі, а останні два рядки - відповідають випадку так званої екстраординарної хвилі. Якщо для випадку сферичних включень може бути розглянуто будь-яке з чотирьох варіантів формул (5.20) і (5.22), то в разі циліндричних включень можна розглядати тільки лише перші два варіанти формул (5.20) і (5.22). Дійсно, якщо припустити, що $E_{0y} \neq 0$ у випадку циліндричних включень, то розповсюдження ЕМ-хвиль у метаматеріалі практично відсутнє вже для відносно малих значень об'ємної частки металу ($F > 0,2$), метаматеріал у цьому випадку впливає на хвилю як екран.

Усі випадки, що відповідають $\mu_{\text{eff}} = 1$ є тривіальними і не будуть розглянуті в даному підрозділі, а відповідні до них спектри дійсної частини ефективної відносної проникності і магнітних втрат не будуть наведені у графіках.

На рис. 5.10-5.11 зображені спектри дійсних частин ефективної відносної проникності μ_{eff} , а також спектри магнітних втрат $\delta_m = \text{Im}(\mu_{\text{eff}}) / \text{Re}(\mu_{\text{eff}})$ для сферичних включень із обпаленої сталі на випадок

екстраординарної ЕМ-хвилі при $H_0 = 1,6 \cdot 10^5 \text{ А/м}$, $\mu_i = 500$, $a = 0,001 \text{ м}$, $r = 0,00034 \text{ м}$, $\rho = 0,0004 \text{ м}$, $\mu_m = \varepsilon_m = 1$ для різних значень коефіцієнта загасання матеріалу включення α_{in} .

Зі спектрів рис. 5.10-5.11, а також формул (5.22) випливає, що розглянуті магнітні метаматеріали в НВЧ-діапазоні в основному є прозорими для ЕМ-хвилі, що розповсюджується у напрямку, перпендикулярному до напрямку зовнішнього магнітного поля. Винятком є лише випадок екстраординарної ЕМ-хвилі, що розповсюджується у цих метаматеріальних середовищах зі сферичними включеннями.

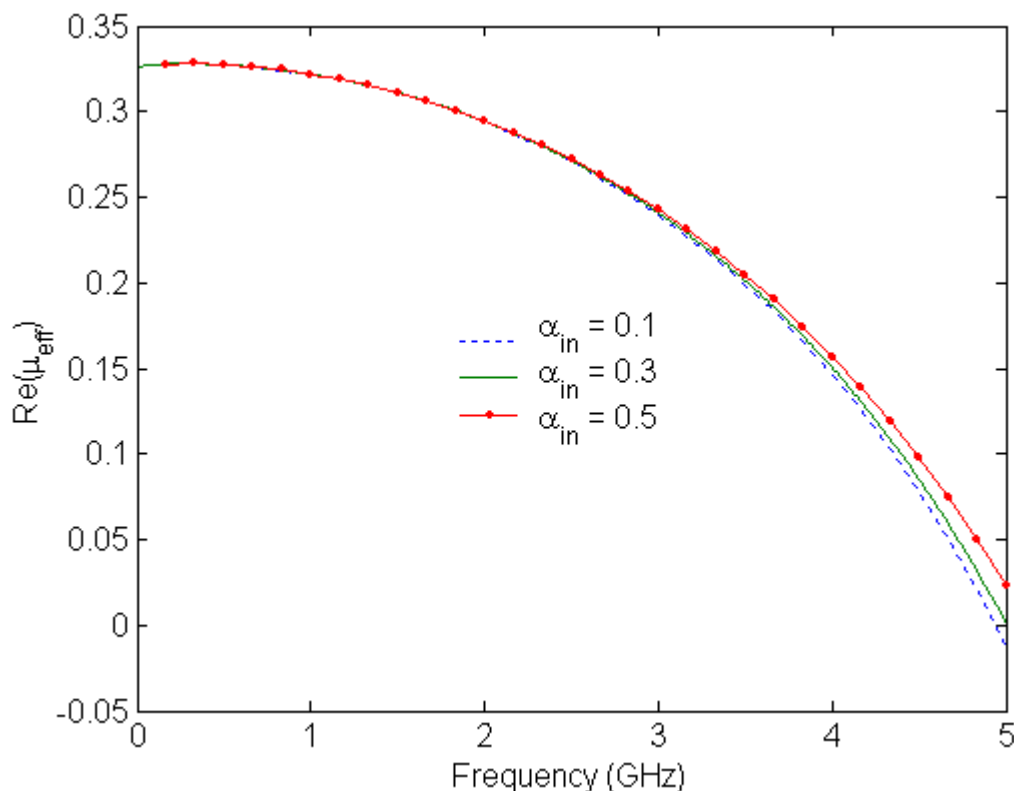


Рис. 5.10. Спектр дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності для хвилі, що розповсюджується перпендикулярно до напрямку зовнішнього магнітного поля: сферичні включення

Як можна бачити з рис. 5.10-5.11, при розповсюдженні екстраординарної ЕМ-хвилі у даному метаматеріальному середовищі з повністю намагніченими феромагнітними включеннями сферичної форми дійсна частина ефективної відносної магнітної проникності приймає або малі

позитивні значення, або негативні значення. Причому негативні значення дійсна частина ефективної відносної магнітної проникності приймає при малих значеннях коефіцієнта загасання матеріалу включення α_{in} . А тангенс кута магнітних втрат в розглянутому випадку розповсюдження ЕМ-хвилі коливається в межах $10^{-3} \div 10^2$, спадаючи з ростом частоти ЕМ-хвилі.

5.3. Класифікація двокомпонентних магнітних метаматеріалів

Як впливає з другого розділу дисертації і підрозділу 5.2, двокомпонентні магнітні метаматеріали у певних конкретних випадках можуть бути класифіковані як мю-негативні метаматеріали чи метаматеріали з або малим, або з великим коефіцієнтом заломлення. Тому становить інтерес визначити умови, при яких двокомпонентні магнітні метаматеріали мають ту чи іншу класифікацію. Для цієї мети спочатку необхідно отримати вирази для ефективних коефіцієнтів заломлення розглянутих метаматеріальних середовищ як функцій частот.

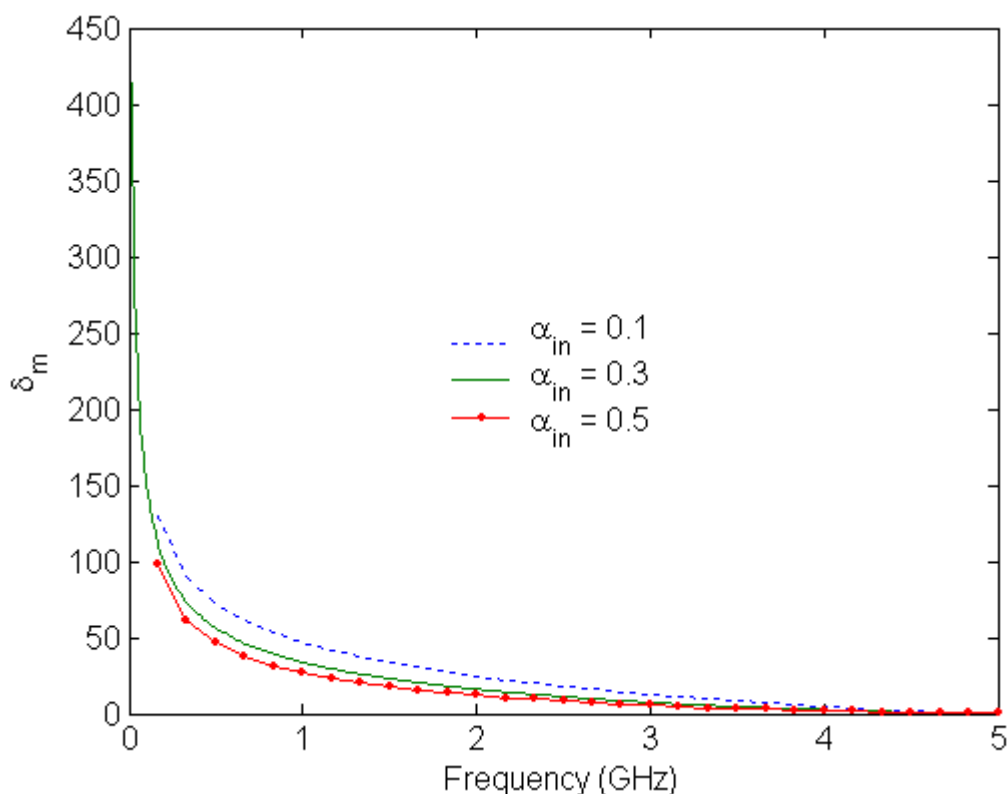


Рис. 5.11. Спектр магнітних втрат для хвилі, що розповсюджується перпендикулярно до напрямку зовнішнього магнітного поля: сферичні включення

Тензор ефективної відносної діелектричної проникності метаматеріалу визначається виразом (2.3) у разі циліндричних включень і виразом (2.23) у разі сферичних включень, а тензор ефективної відносної магнітної проникності з намагніченими включеннями визначається виразами (5.17) для обох випадків. Тоді, отримуючи хвильове рівняння для напруженості електричного або магнітного полів з рівнянь Максвелла для розглянутих в останньому розділі поляризацій падаючої ЕМ-хвилі, матимемо:

$$n_{eff} = \sqrt{\frac{\varepsilon_e \mu_{eff}}{\varepsilon_0}}, \quad (2.5.2)$$

де ε_e визначається рівністю (5.20.2).

5.3.1. Ефективні діелектричні властивості

У даному підрозділі обговорюються частотні властивості ефективної відносної діелектричної проникності ε_e .

Покажемо спочатку, що дійсна частина ефективної відносної діелектричної проникності розглянутих двокомпонентних метаматеріалів не може бути негативною. Дійсно, з огляду на те, що в даній дисертаційній роботі розглядаються включення з високою провідністю ($\sigma \sim 10^7$), у частотному діапазоні можна отримати в граничному переході з формул (2.7) і (2.24) наступні апроксимації для ефективної відносної діелектричної проникності ε_e :

$$\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_0} \approx \begin{cases} 1 - \frac{2F_\xi}{F_\xi - 1} & \text{для циліндричних включень,} \\ 1 + \frac{3F_\varsigma}{1 - F_\varsigma} & \text{для сферичних включень.} \end{cases} \quad (5.23)$$

У той же час умови для негативних дійсних частин ефективної відносної діелектричної проникності $\text{Re}(\varepsilon^{cyl}) < 0$ і $\text{Re}(\varepsilon^{sph}) < 0$ згідно до рівностей

(5.23) призводять, відповідно, до нерівності $F_\xi > -1$ і нерівності $2F_\zeta > -1$. Останні рівності нездійсненні, оскільки об'ємні частки металу не можуть бути негативними за визначенням.

Можна показати, що в даному випадку розглядаються метаматеріали, що можуть мати тільки приріст ефективної відносної діелектричної проникності і не можуть мати малих позитивних значень у даному частотному діапазоні. Дійсно, згаданий приріст вимагає виконання нерівності $\text{Re}(\varepsilon^{cyl}) > 1$ і нерівності $\text{Re}(\varepsilon^{sph}) > 1$. Останні нерівності, як неважко показати з рівності (5.23), також еквівалентні відповідно нерівностям $F_\xi > -1$ і $2F_\zeta > -1$. Останні нерівності "автоматично" виконуються, оскільки об'ємні частки металу позитивні за визначенням. У той же час умови малих дійсних частин ефективної відносної діелектричної проникності, виражені у вигляді нерівності $0 < \text{Re}(\varepsilon^{cyl}) < 1$ і нерівності $0 < \text{Re}(\varepsilon^{sph}) < 1$, призводять відповідно до нерівності $0 < 1 + 2F_\xi < 1 - F_\xi$ і до нерівності $0 < 1 + F_\zeta < 1 - F_\zeta$. Ці нерівності нездійсненні в силу позитивності об'ємних часток металу за їх визначенням.

Таким чином, ефективні відносні діелектричні проникності розглянутих двокомпонентних метаматеріальних середовищ можуть мати тільки приріст у розглянутому частотному діапазоні і не можуть мати малих або від'ємних значень.

5.3.2. Ефективні магнітні властивості

У даному підрозділі обговорюються частотні властивості ефективної відносної магнітної проникності μ_{eff} за допомогою відповідного аналізу формул (5.19) і (5.22). Розглянемо випадок розповсюдження ЕМ хвилі в напрямку зовнішнього магнітного поля.

Перепишемо рівність (5.19.2) у формі

$$\mu_{eff} = \begin{cases} 1 + \frac{F\omega_{\Sigma}}{\omega_0 + iF\alpha_{in}\omega + \omega}, & \text{для ХЛКП,} \\ 1 + \frac{F\omega_{\Sigma}}{\omega_0 + iF\alpha_{in}\omega - \omega}, & \text{для ХПКП,} \end{cases} \quad (5.19.3)$$

де $\omega_{\Sigma} = \gamma\mu_0 N_D M_{\Sigma}$ - ефективна внутрішня частота прецесії. Тоді з першого рядка рівності (5.19.3) видно, що $\text{Re}(\mu_{eff}) > 0$ для ХЛКП, оскільки $\text{Re}(M_{\Sigma}) > 0$. Це означатиме, що розглянутий метаматеріал при розповсюдженні ХЛКП в напрямку зовнішнього магнітного поля є правостороннім матеріалом.

Як видно з другого рядка рівності (5.19.3), $\text{Re}(\mu_{eff}) < 0$ може мати місце для ХПКП. Отримуємо нерівність для відповідного частотного діапазону з нерівності

$$\text{Re}\left\{1 + \frac{F\omega_{\Sigma}}{\omega_0 + iF\alpha_{in}\omega - \omega}\right\} < 0. \quad (5.24.1)$$

Неважко помітити, що остання нерівність є еквівалентною нерівності

$$(1 + \alpha_{in}^2 F^2)\omega^2 - (F\omega_{\Sigma}' - F\omega_{\Sigma}''\alpha_{in} + 2\omega_0)\omega + \omega_0(\omega_0 + F\omega_{\Sigma}') < 0, \quad (5.24.2)$$

де вважається, що $\omega_{\Sigma} = \omega_{\Sigma}' + i\omega_{\Sigma}''$.

Розв'язуючи останню нерівність відносно частоти ω , отримуємо:

$$\omega > \omega_{\pm} = \frac{F\omega_{\Sigma}' - \omega_{\Sigma}''\alpha_{in} + 2\omega_0}{2(1 + F^2\alpha_{in}^2)} \pm \frac{\sqrt{(F\omega_{\Sigma}' - \omega_{\Sigma}''\alpha_{in} + 2\omega_0)^2 - 4\omega_0(1 + F^2\alpha_{in}^2)(\omega_0 + F\omega_{\Sigma}')}}{2(1 + F^2\alpha_{in}^2)}, \quad (5.24.3)$$

Щоб визначити потрібну частоту в правій частині нерівності (5.24.3), звернімося до окремого випадку нерівності (5.24.3), - коли відсутні

феноменологічні втрати ($\alpha_{in} = 0$):

$$\operatorname{Re}\left\{1 + \frac{F\omega_{\Sigma}}{\omega_0 - \omega}\right\} < 0, \quad (5.25.1)$$

розв'язуючи яке (відносно частоти), можна отримати:

$$\omega > \omega_1 = \omega_0 + F\omega_{\Sigma}'. \quad (5.25.2)$$

Оскільки $\omega_+|_{\alpha_{in}=0} = \omega_1$, то вибір знака в нерівності (5.24.3) є абсолютно очевидним.

Важливо зазначити, що $\omega_0 > 36$ ГГц можна вважати верхньою границею застосування теорії ефективного середовища в даному розділі та в дисертації в цілому.

Таким чином, розглянутий метаматеріал при розповсюдженні ХПКП у напрямку зовнішнього магнітного поля є м'ю-матеріалом у діапазоні частот, обмеженим нерівністю: $\omega > \omega_+$.

Отримуємо межу частотного діапазону, який відповідає малим значенням дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності ($0 < \operatorname{Re}(\mu_{eff}) < 1$). У цьому випадку необхідно розв'язувати подвійну нерівність:

$$0 < \operatorname{Re}\left\{1 + \frac{F\omega_{\Sigma}}{\omega_0 + iF\alpha_{in}\omega - \omega}\right\} < 1. \quad (5.26.1)$$

Очевидно, що розв'язання лівої нерівності в (5.28) дає $\omega < \omega_+$, у той час як друга нерівність (5.28) є еквівалентною до нерівності:

$$F\omega_{\Sigma}'(\omega_0 - \omega) + F^2\omega_{\Sigma}''\alpha_{in}\omega < 0, \quad (5.27.1)$$

розв'язуючи яке, в підсумку отримуємо

$$\omega > \omega_u = \frac{\omega_{\Sigma}'}{\omega_{\Sigma}' - F\omega_{\Sigma}''\alpha_{in}}, \quad (5.27.2)$$

Таким чином, частотний діапазон, у якому метаматеріал для ХЛКП, що розповсюджується в напрямку зовнішнього магнітного поля має мале значення дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності, а значить поводить ся як діелектрик з ультра-низьким значенням (ефективного) коефіцієнта заломлення та визначається нерівністю:

$$\omega_u < \omega < \omega_+. \quad (5.26.2)$$

Розглянемо тепер розповсюдження ЕМ хвилі в напрямку, перпендикулярному до напрямку зовнішнього магнітного поля.

Як видно з виразу (5.22), при розповсюдженні в метаматеріалі ординарної хвилі, остання "сприймає" метаматеріал як звичайний діелектрик з відносною діелектричною проникністю, яка дорівнює ε_e . Розглянемо випадок екстраординарної хвилі. Підставляючи вирази (5.17.2) в останні дві рівності (5.22), в результаті отримаємо після деяких перетворень:

$$\mu_{eff} = 1 + \frac{F\omega_{\Sigma}}{\omega_0 + iF\alpha_n\omega}, \quad (5.28)$$

що характеризує μ_{eff} приростом ($\text{Re}(\mu_{eff}) > 0$), як і у випадку ХЛКП, яка розповсюджується в напрямку зовнішнього магнітного поля. Таким чином, при розповсюдженні екстраординарної хвилі в напрямку, перпендикулярному до напрямку зовнішнього магнітного поля, метаматеріал, що розглядається, характеризується приростом дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності та є правостороннім матеріалом.

5.3.3. Ефективні оптичні властивості

Узагальнюючи результати досліджень останніх двох підрозділів і прийняте у першому розділі правило визначення знака дійсної частини коефіцієнта заломлення за знаками проникностей (див. [82]), можна визначити умови, за яких розглянуті магнітні метаматеріали можуть класифікуватися як м'ю-негативні матеріали, матеріали з малим коефіцієнтом заломлення або як штучний ферит, тобто метаферит. Відповідна інформацію наведено в табл. 5.1.

5.4. Ефективний магнітний відгук частково намагніченого двокомпонентного магнітного метаматеріалу

Різні потенційні і вже існуючі НВЧ-додатки феритів припускають широке розмаїття їх режимів роботи [177-180]. Дослідження різних режимів роботи частково намагнічених феритів ведуться вже досить давно [181-184]. Це зумовлено тим, що частково намагнічені ферити використовуються у таких приладах, як циркулятори [185-186], фазообертачі [187-188], керовані фільтри, виготовлені з залізоітрієвого гранату [189-200] і т.і.

Незважаючи на дуже серйозний інтерес до дослідження частково намагнічених феритів на НВЧ, визначенню тензорів таких матеріалів присвячено не дуже багато публікацій [182, 190-193, 201], у той час як злагодженої теорії ефективного середовища для метаферитів поки що й зовсім не існує.

У даному підрозділі представлено основи теорії ефективного середовища для магнітних метаматеріалів, розглянутих в попередніх підрозділах даного розділу дисертації на випадок часткового намагнічування включень, розташованих у матриці.

5.4.1. Тензор ефективної магнітної проникності частково намагніченого магнітного метаматеріалу

Розглянемо довільний ферит, частково намагнічений під дією

зовнішнього постійного магнітного поля, спрямованого уздовж осі y . Тоді вираз для тензора ефективної магнітної проникності матиме такий вигляд:

$$\hat{\mu}_{eff} = \begin{bmatrix} \mu & 0 & -ik \\ 0 & \mu_y & 0 \\ ik & 0 & \mu \end{bmatrix}, \quad (5.29)$$

де на відміну від виразу (5.17), що відповідає випадку повного намагнічування включень, другий діагональний елемент відрізняється від постійної μ_0 множителем μ_y , числове значення якого визначається ступенем намагніченості включень під впливом зовнішнього магнітного поля. Як буде показано нижче, наявність цього елемента є визначальною при розгляді ефективних магнітних властивостей магнітного метаматеріалу при розгляданні розповсюдження плоскої монохроматичної ЕМ-хвилі у напрямку, перпендикулярному до напрямку зовнішнього магнітного поля - поля намагнічування.

У даній дисертаційній роботі, як і в статті [191], розглядається ідеалізована доменна модель феритоподібного метаматеріалу, що перебуває під впливом зовнішнього постійного магнітного поля. Відповідно до цієї моделі, у метаматеріалі існують тільки два типи доменів: паралельні, тобто такі, що спрямовані паралельно до напрямку намагнічування (уздовж позитивного напрямку вісі Oy), і антипаралельні, тобто такі, що спрямовані у напрямку, протилежному напрямку намагнічування (уздовж негативного напрямку вісі Oy). Причому вважається, що взаємодія паралельних і антипаралельних доменів зникає мала, тобто нею можна знехтувати. Тоді, згідно з результатами робіт [191-192], елементи тензора (5.25) будуть представлені формулами:

$$\mu = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \left[\sqrt{\mu_+ \mu_-} \left(1 - \langle \alpha_3 \rangle^2 \right) + \tilde{\mu} \langle \alpha_3 \rangle^2 \right], \quad (5.30)$$

Таблиця 5.1

Таблиця класифікації двокомпонентних магнітних метаматеріалів

Тип метаматеріалу	Частотний діапазон	Поляризація падаючої ЕМ-хвилі	Напрямок розповсюдження ЕМ-хвилі
Мю-негативний	$\omega > \omega_+$	ХПКП	У напрямку намагнічування
З ультра малим значенням дійсної частини коефіцієнта заломлення	$\omega_u < \omega < \omega_+$	ХПКП	У напрямку намагнічування
З великим значенням дійсної частини коефіцієнта заломлення	Увесь розглянутий частотний діапазон	ХЛКП	У напрямку намагнічування
	Увесь розглянутий частотний діапазон	Екстраординарна хвиля	Перпендикулярно до напрямку намагнічування
Немагнітний (діелектрик)	Увесь розглянутий частотний діапазон	Ордінарна хвиля	Перпендикулярно до напрямку намагнічування

$$\mu_y = \mu_0 \left(1 - \frac{\omega_m (\omega_e + i\omega\alpha)}{(\omega_e + i\omega\alpha)^2 - \omega^2} (1 - \langle \alpha_3 \rangle^2) \right), \quad (5.31)$$

де

$$\mu_+ = \mu_0 \left(1 + \frac{\omega_m}{\omega_e + i\omega\alpha - \omega} \right), \quad (5.32)$$

$$\mu_- = \mu_0 \left(1 + \frac{\omega_m}{\omega_e + i\omega\alpha + \omega} \right), \quad (5.33)$$

$$\tilde{\mu} = \mu_0 \left(1 + \frac{\omega_m (\omega_e + i\omega\alpha)}{(\omega_e + i\omega\alpha)^2 - \omega^2} \right), \quad (5.34)$$

$$\langle \alpha_3 \rangle = M/M_s, \quad (5.35)$$

і $\omega_e = \gamma \mu_0 H_e$, H_a – поле анізотропії домену, $\omega_m = \gamma \mu_0 M_s$, M – величина вектора магнітного моменту, M_s – намагніченість насичення матеріалу включень.

Елементи тензора μ і μ_y визначаються виразами (5.30)-(5.35), які отримані в роботах [191-192] у припущенні, що $\omega_m/\omega < 1$ і $\omega_e/\omega < 1$. З роботи [181] відомо, що якщо $\omega_m/\omega \ll 1$ і $\omega_e/\omega \ll 1$, то дійсна частина тензорного елемента k визначається так:

$$k' = -\langle \alpha_3 \rangle \mu_0 \frac{\omega_m}{\omega}. \quad (5.36)$$

Вигляд високочастотних наближень μ_+ , μ_- і μ_y ($\omega_m/\omega \ll 1$ і $\omega_e/\omega \ll 1$) дозволяє узагальнити вираз (5.29) для тензорного елемента k на весь аналізований діапазон частот:

$$k = \langle \alpha_3 \rangle \mu_0 \frac{F \omega_m \omega}{(\omega_e + i \omega \alpha)^2 - \omega^2}. \quad (5.37)$$

Поширимо моделі робіт [181, 191-192], що описані формулами (5.29)-(5.35), (5.37), на випадок магнітних метаматеріалів: безмежних ізотропних діелектриків з періодично впровадженими в них металевими феромагнітними включеннями у вигляді кругових циліндрів або у вигляді сфер. Нехай до метаматеріалів прикладено зовнішнє постійне магнітне поле H_0 , величина якого недостатня для намагнічування включень до насичення, тобто включення намагнічені частково. Замінімо у виразах (5.29)-(5.35), (5.37) $\omega_e = \gamma \mu_0 H_e$ на $\omega_0 = \gamma \mu_0 H_a$, а $\omega_m = \gamma \mu_0 M_s$ на $\omega_\Sigma = \gamma \mu_0 M_\Sigma$. Крім того, нехай об'ємна частка металу F визначається виразом (4.59), а коефіцієнт феноменологічних втрат α визначається виразом (5.16). Тоді шукані вирази для елементів тензора ефективної магнітної проникності розглянутих метаматеріалів будуть мати такий вигляд:

$$\mu_+ = \mu_0 \left(1 + F \frac{\gamma \mu_0 M_\Sigma}{\omega_0 + i \omega F \alpha_{in} - \omega} \right), \quad (5.38)$$

$$\mu_- = \mu_0 \left(1 + F \frac{\gamma \mu_0 M_\Sigma}{\omega_0 + i \omega F \alpha_{in} + \omega} \right), \quad (5.39)$$

$$\tilde{\mu} = \mu_0 \left(1 + F \frac{\gamma \mu_0 M_\Sigma (\omega_0 + i \omega F \alpha_{in})}{(\omega_0 + i \omega F \alpha_{in})^2 - \omega^2} \right), \quad (5.40)$$

$$\mu_y = \mu_0 \left(1 + F \frac{\gamma \mu_0 M_\Sigma (\omega_0 + i \omega F \alpha_{in})}{(\omega_0 + i \omega F \alpha_{in})^2 - \omega^2} (1 - \langle \alpha_3 \rangle^2) \right), \quad (5.41)$$

$$k = \langle \alpha_3 \rangle \mu_0 F \frac{\gamma \mu_0 M_\Sigma \omega}{(\omega_0 + i \omega F \alpha_{in})^2 - \omega^2}, \quad (5.42)$$

$$\langle \alpha_3 \rangle = \begin{cases} \frac{M}{M_\Sigma}, & M \neq M_s, \\ 1, & M = M_s, \end{cases} \quad (5.43)$$

де вираз для тензорного елемента μ , як і раніше, визначається виразом (5.30), а вираз для самого тензора ефективної магнітної проникності визначається формулою (5.29).

Важливо відзначити, що в окремому випадку при $M = M_\Sigma$ вирази (5.29), (5.38)-(5.43) переходять у вирази (5.17). Даний результат може бути розглянутий як необхідна і достатня умова справедливості виразів (5.29), (5.38)-(5.43).

Щоб оцінити магнітні втрати розглянутих метаматеріальних середовищ, у даному підрозділі розглянуто підпалену сталь при $H_0 = 120 \text{ A/m}$, $\mu_i = 5500$, $a = 0,001 \text{ м}$, $r = 0,00034 \text{ м}$, $\rho = 0,0004 \text{ м}$, $\mu_m = \varepsilon_m = 1$, $M = 6,5988 \cdot 10^5 \text{ A/m}$. На рис. 5.14-5.15 побудовано графіки залежності магнітних втрат δ_μ (тангенс кута магнітних втрат) для тензорного елемента μ (формула (5.41)) для різних значень α_{in} . Як видно з цих рисунків, магнітні втрати метаматеріалів з частково намагніченими сферичними і циліндричними включеннями мають малі значення, причому у випадку метаматеріалу зі сферичними включеннями магнітні втрати в середньому на два порядки нижчі, ніж у випадку метаматеріалу з циліндричними включеннями, у той час як при повному насиченні різниця у втратах не перевищує одного порядку.

5.4.2. Умови відсутності втрат у слабкому полі

Отримаємо умови відсутності магнітних втрат у розглянутому метафериті при частковій намагніченості включень у малосигнальному наближенні (у наближенні слабого поля). Дані умови отримаємо у вигляді відповідних нерівностей, що накладаються на дійсну й уявну частини відношення ω_Σ/ω подібно до того, як це робилося в роботі [189]. З цієї

метою спочатку представимо дане відношення у вигляді:

$$\frac{\omega_{\Sigma}}{\omega} = \frac{\omega_{\Sigma}'}{\omega} + i \frac{\omega_{\Sigma}''}{\omega} = \Omega = \frac{\gamma \mu_0 M_{\Sigma}}{\omega} = \frac{\gamma \mu_0 M_{\Sigma}'}{\omega} + i \frac{\gamma \mu_0 M_{\Sigma}''}{\omega} = \Omega' + i \Omega'', \quad (5.44)$$

де, як і раніше, одним штрихом ми будемо представляти дійсні значення комплексних величин, у той час як подвійним штрихом представлятимемо їх уявні значення.

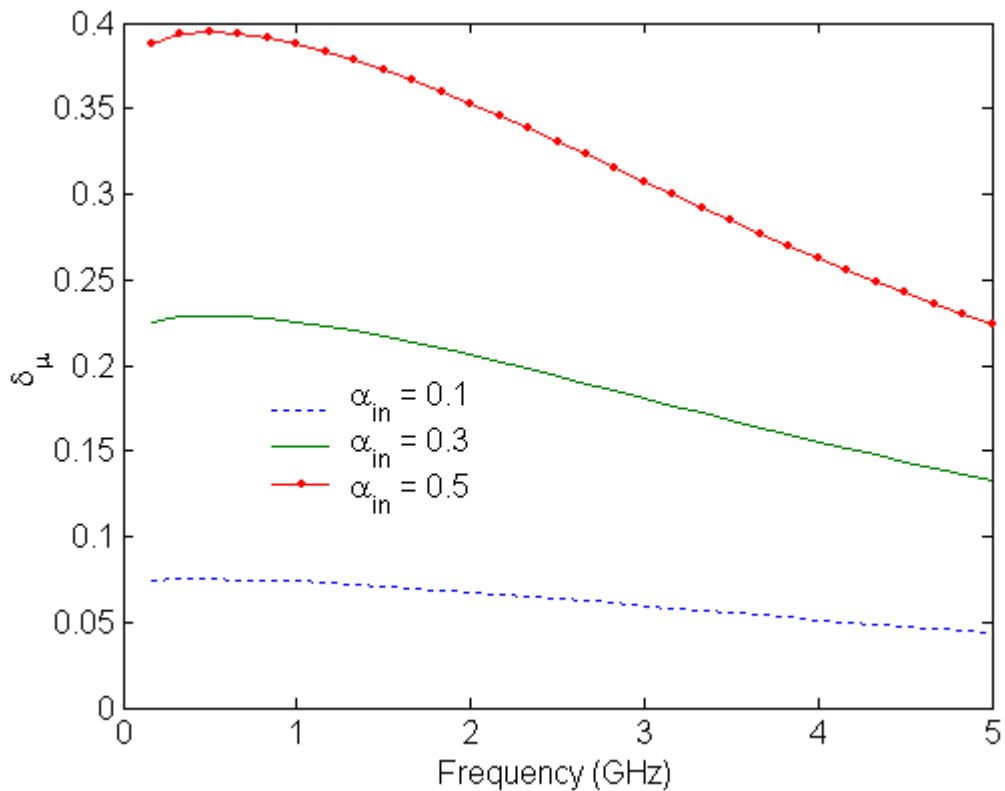


Рис. 5.14. Спектр втрат для елемента μ : циліндричні включення

У роботі [189] було отримано висновок, що в разі відсутності втрат у слабкому полі виконується таке співвідношення:

$$\lim_{H_0 \rightarrow 0} \text{Im}(\mu) \leq \lim_{H_e \rightarrow 0} \text{Im}(\tilde{\mu}), \quad (5.45)$$

Підставляючи рівності (5.30) і (5.40) у нерівність (5.45), після алгебраїчних викладок матимемо:

$$\operatorname{Im}\left\{\frac{1}{3} + \frac{2}{3}\sqrt{1 - \Omega^2 - 2i\alpha_{in}\Omega}\right\} \leq \operatorname{Im}\{1 - i\alpha_{in}\Omega\}. \quad (5.46)$$

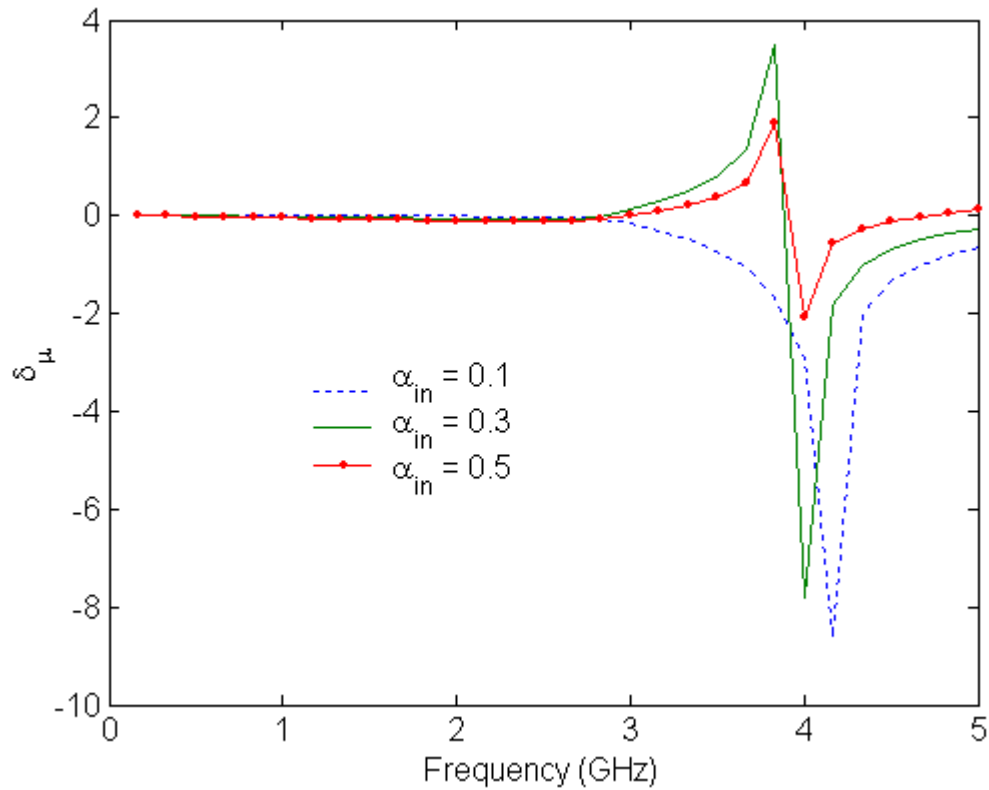


Рис. 5.15. Спектр втрат для елементу μ : сферичні включення

Підставляючи рівність (5.40) у нерівність (5.46), отримаємо нерівність:

$$|\Omega''| \leq \alpha_{in}\Omega'. \quad (5.47)$$

Для простоти приймемо, що $|\Omega''| \approx \alpha_{in}\Omega'$. Тоді після підстановки останньої рівності у нерівність (5.46), приходимо до умови відсутності втрат у слабкому полі, що накладаються на дійсну частину відношення ω_Σ/ω :

$$\Omega' \leq \frac{3}{\sqrt{13}}. \quad (5.48)$$

Далі, підставляючи вирази (5.48) у нерівність (5.47), приходимо до умови відсутності втрат у слабкому зовнішньому магнітному полі, що

накладають на уявну частину відношення ω_Σ/ω :

$$|\Omega''| < \alpha_{in}. \quad (5.49)$$

Об'єднуючи співвідношення (5.48) і (5.49), отримуємо остаточні умови відсутності втрат у слабкому полі, яке накладається на відношення ω_Σ/ω (точніше на його реальну та уявну частини):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\omega_\Sigma'}{\omega} &\leq \frac{3}{\sqrt{13}}, \\ \frac{\omega_\Sigma''}{\omega} &< \alpha_{in}. \end{aligned} \right\} \quad (5.50)$$

Важливо відзначити, що перша з нерівностей системи (5.50) близька до умови відсутності втрат у слабкому полі для реальних феритів, [189].

5.4.3. Розповсюдження хвилі у напрямку зовнішнього магнітного поля

Розглянемо розповсюдження плоскої ЕМ-хвилі у напрямку зовнішнього магнітного поля, тобто у напрямку вісі Oy . Залежність компонент ЕМ-хвилі від змінної у цьому випадку ($\partial/\partial x = \partial/\partial z = 0$) матиме вигляд:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_0 \cdot e^{-i\beta y}, \quad \vec{E}_0 = E_{0x} \cdot \vec{x}_0 + E_{0y} \cdot \vec{y}_0 + E_{0z} \cdot \vec{z}_0, \\ \vec{H} &= \vec{H}_0 \cdot e^{-i\beta y}, \quad \vec{H}_0 = H_{0x} \cdot \vec{x}_0 + H_{0y} \cdot \vec{y}_0 + H_{0z} \cdot \vec{z}_0, \end{aligned} \right\} \quad (5.51)$$

де β - постійна розповсюдження, \vec{x}_0 , \vec{y}_0 и \vec{z}_0 - одиничні вектори тривимірної декартової системи координат. Нехай також

$$\hat{\varepsilon}_{eff} = \begin{cases} \hat{\varepsilon}_{eff}^{cyl}, & \text{у випадку циліндричних включень,} \\ \hat{\varepsilon}_{eff}^{sph}, & \text{у випадку сферичних включень,} \end{cases} \quad (5.52)$$

де $\hat{\varepsilon}_{eff}^{cyl}$ визначається виразом (2.3), $\hat{\varepsilon}_{eff}^{sph}$ визначається виразом (2.22).

Підставляючи вирази (5.29), (5.51) і (5.52) до закону Фарадея у частотній області ($\nabla \times \vec{E} = -i\omega\hat{\mu}_{eff}\vec{H}$), матимемо:

$$\left. \begin{aligned} \beta E_{0z} &= \omega(\mu H_{0x} - ikH_{0z}), \\ 0 &= -i\omega\mu_y H_{0y}, \\ \beta E_{0x} &= -\omega(ikH_{0x} + \mu H_{0z}). \end{aligned} \right\} \quad (5.53)$$

Підставляючи (5.29), (5.51) і (5.52) до закону Ампера у частотній області ($\nabla \times \vec{H} = i\omega\hat{\varepsilon}\vec{E}$), матимемо:

$$\left. \begin{aligned} -\beta H_{0z} &= \omega\varepsilon_e E_{0x}, \\ 0 &= i\omega\varepsilon_{yy} E_{0y}, \\ \beta H_{0x} &= \omega\varepsilon E_{0z}. \end{aligned} \right\} \quad (5.54)$$

де ε_e визначається формулою (5.20.2), а ε_{yy} визначається формулою:

$$\varepsilon_{yy} = \varepsilon_0 \cdot \begin{cases} \varepsilon_{yy}^{cyl}, & \text{для циліндричних включень,} \\ \varepsilon^{sph}, & \text{для сферичних включень.} \end{cases} \quad (5.20.3)$$

Підставляючи першу і третю рівності системи (5.54) до першої і третьої рівностей системи (5.53), у результаті отримаємо:

$$\left. \begin{aligned} (\beta^2 - \omega^2 \varepsilon \mu) E_{0z} - ik\omega\varepsilon E_{0x} &= 0, \\ (\beta^2 - \omega^2 \varepsilon \mu) E_{0x} + ik\omega\varepsilon E_{0z} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5.55)$$

Система рівнянь (5.55) щодо невідомих E_{0x} і E_{0z} має розв'язок, якщо дискримінант системи дорівнює нулю, тобто:

$$\omega^4 \varepsilon^2 k^2 - (\beta^2 - \omega^2 \mu \varepsilon) = 0. \quad (5.56)$$

Вирішуючи рівняння (5.56) щодо невідомої β , отримаємо:

$$\beta_{\pm} = \omega \sqrt{\varepsilon(\mu \pm k)}, \quad (5.57)$$

Остаточно підставляючи β_{\pm} до будь-якої з рівностей системи (5.55), у підсумку отримаємо: $E_{0z} = \mp i E_{0x}$. Остання рівність відповідає ЕМ-хвилі з круговою поляризацією, де знак "-" відповідає випадку ХВПКП, а знак "+" відповідає випадку ХЛКП. У цьому разі вираз для ефективної відносної магнітної проникності має такий вигляд:

$$\mu_{eff} = \frac{\mu \pm k}{\mu_0}, \quad (5.58.1)$$

де знак "+" відповідає ЕМ з ХПКП, у той час як знак "-" відповідає ЕМ-хвилі з ХЛКП.

Відзначимо, що отримані вище у формулах (5.53) і (5.54) умови $H_{0y} = E_{0y} = 0$ означають, що у розглянутих метаматеріальних середовищах у напрямку зовнішнього магнітного поля може розповсюджуватися тільки плоска ТЕМ-хвиля.

Підставляючи рівності (5.30), (5.38)-(5.43) до формули (5.58.1), остаточно отримаємо:

$$\mu_{eff} = \frac{\mu \pm k}{\mu_0} = \frac{1}{3} + \frac{2 \left[\sqrt{\mu_+ \mu_-} \left(1 - \langle \alpha_3 \rangle^2 \right) + \tilde{\mu} \langle \alpha_3 \rangle^2 \right] \pm 3k}{3\mu_0}, \quad (5.58.2)$$

де знак "+" відповідає ЕМ з ХПКП, у той час як знак "-" відповідає ЕМ-хвилі з ХЛКП.

На рис. 5.16, рис. 5.18, рис. 5.20 і рис. 5.22 наведено графіки спектрів ефективної відносної магнітної проникності метаматеріалів μ_{eff} від частоти хвилі для даного розповсюдження ЕМ-хвилі (як для ХПКП, так і для ХЛКП)

для трьох режимів намагніченості включень для підпаленої сталі: 1) випадок максимального значення відносної магнітної проникності матеріалу включень: $H_0 = 120 \text{ A/м}$, $\mu_i = 5500$, $M = 6,5988 \cdot 10^5 \text{ A/м}$; 2) випадок насичення матеріалу включень: $H_0 = 1,6 \cdot 10^5 \text{ A/м}$, $\mu_i = 500$, $M = 1,7189 \cdot 10^6 \text{ A/м}$; 3) проміжний випадок: $H_0 = 600 \text{ A/м}$, $\mu_i = 1880$, $M = 3,661 \cdot 10^5 \text{ A/м}$. Як і в попередньому підрозділі даного розділу для простоти розглянуто повітряні матриці ($\mu_m = \varepsilon_m = 1$), а також: $a = 0,001 \text{ м}$, $r = 0,00034 \text{ м}$, $\rho = 0,0004 \text{ м}$. А на рис. 5.17, рис. 5.19, рис. 5.21 і рис. 5.23 наведено відповідні спектри магнітних втрат розглянутих метаматеріалів $\delta_m = \text{Im}(\mu_{\text{eff}}) / \text{Re}(\mu_{\text{eff}})$ для всіх трьох режимів намагніченості включень. Для простоти у цьому підрозділі розглядається випадок невеликих феноменологічних втрат, а саме: $\alpha_{in} = 0,5$.

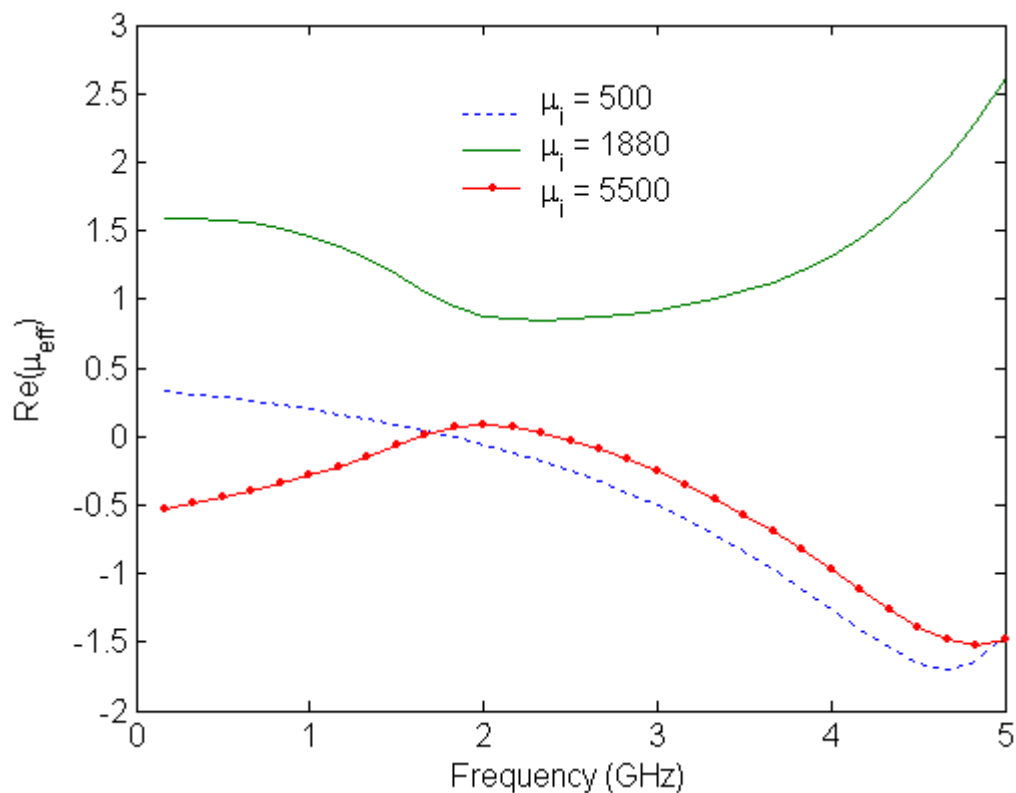


Рис. 5.16. Спектр дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності для ХПКП, що розповсюджується в напрямку зовнішнього магнітного поля: циліндричні включення

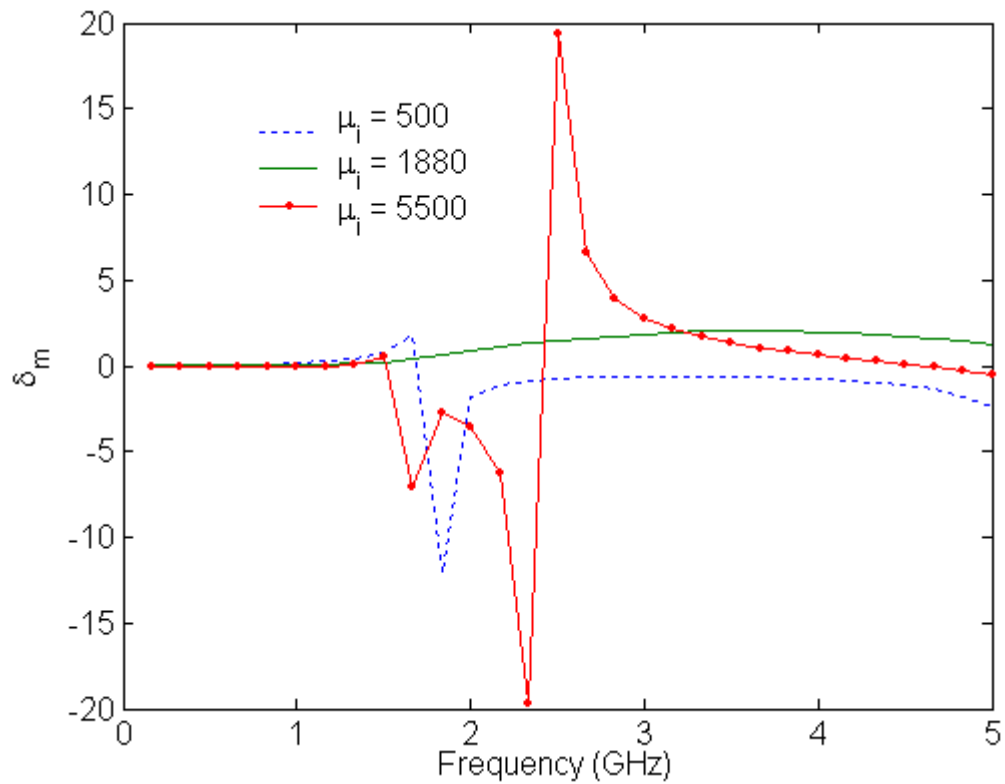


Рис. 5.17. Спектр магнітних втрат для ХПКП, що розповсюджується в напрямку зовнішнього магнітного поля: циліндричні включення

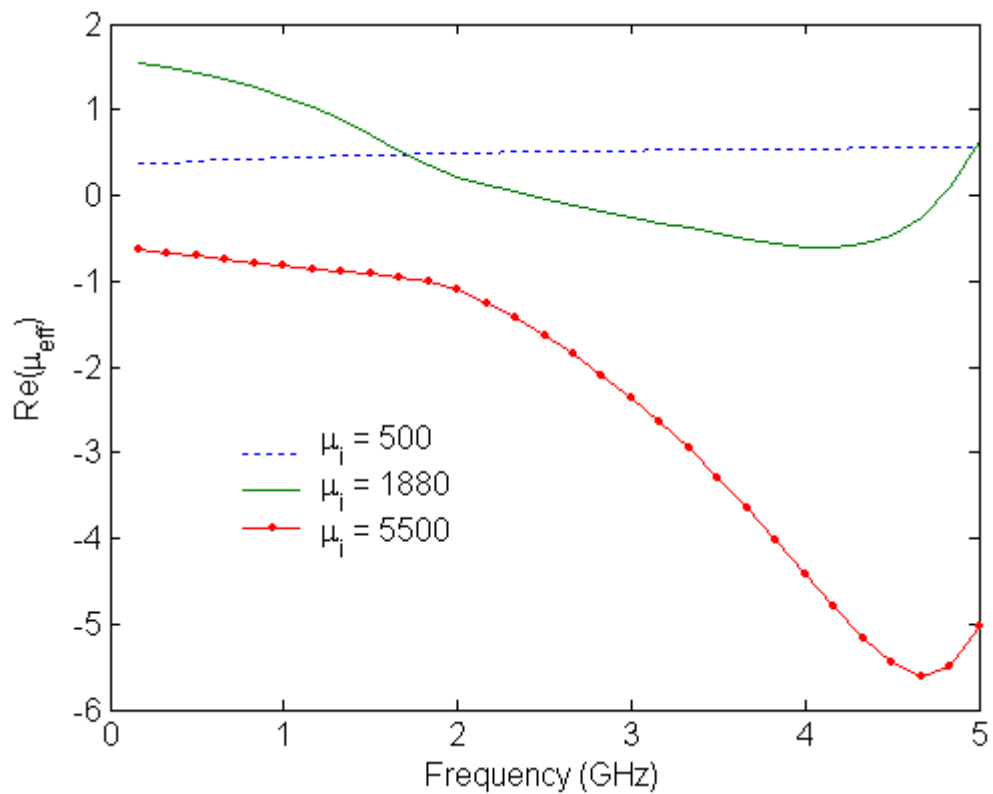


Рис. 5.18. Спектр дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності для ХЛКП, що розповсюджується в напрямку зовнішнього магнітного поля: циліндричні включення

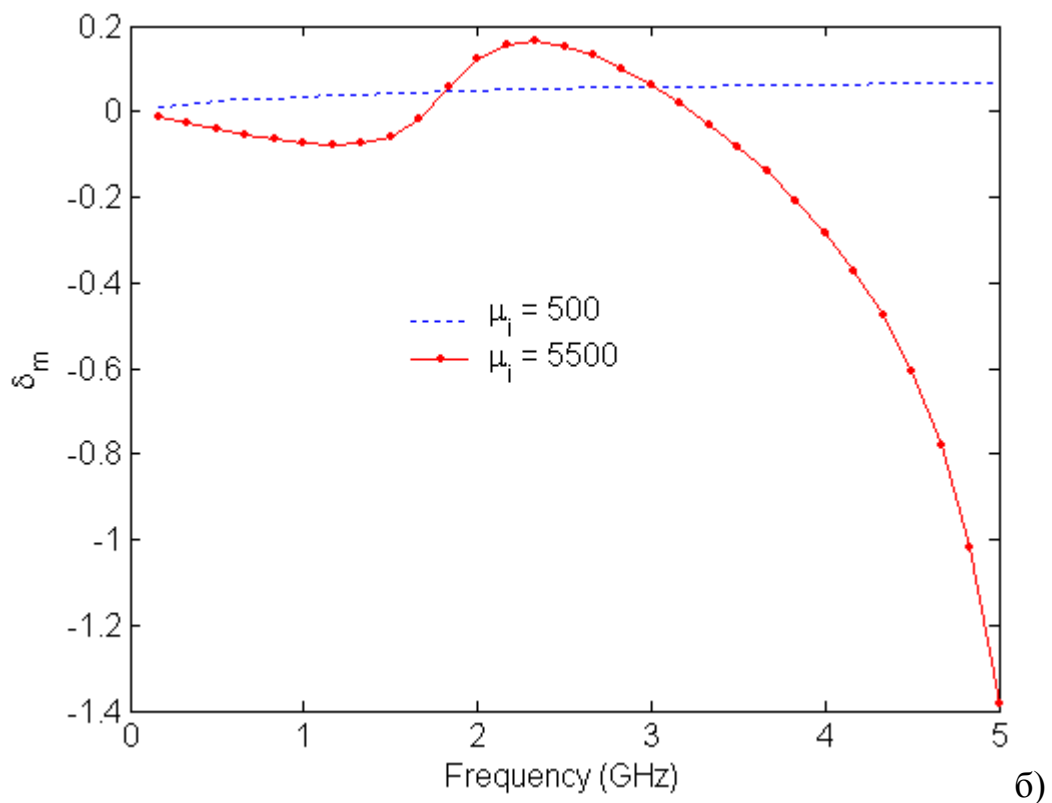
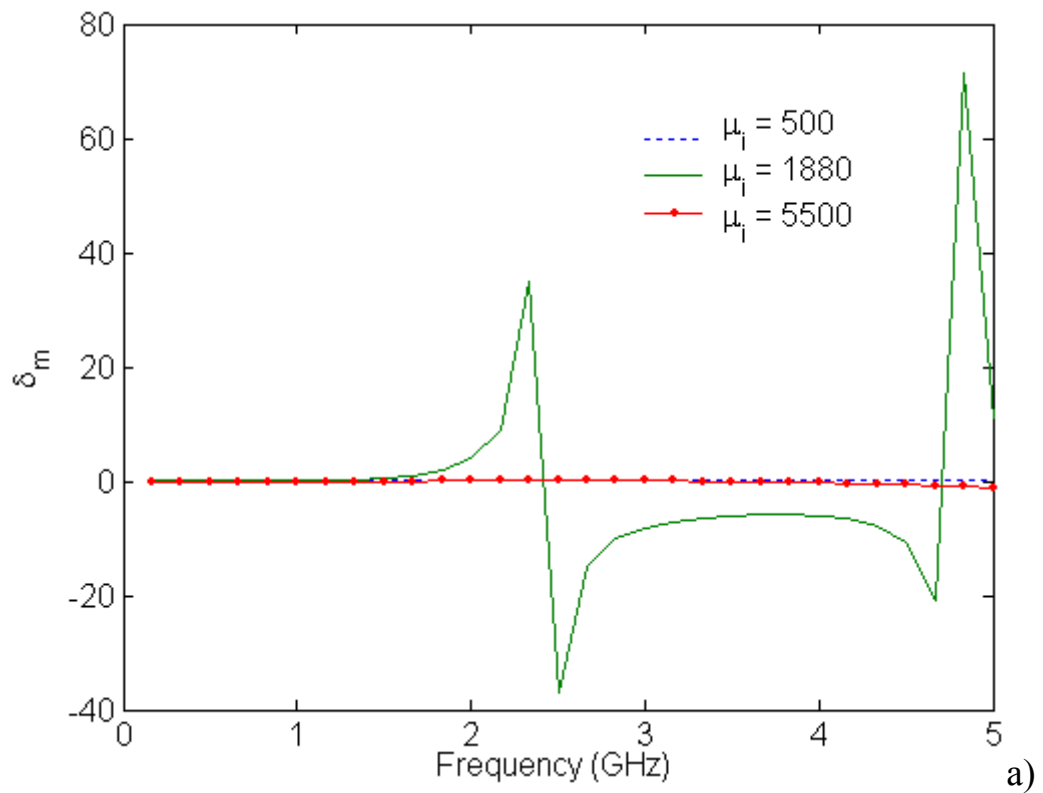


Рис. 5.19. Спектр магнітних втрат для ХЛКП, що розповсюджується в напрямку зовнішнього магнітного поля: циліндричні вклучення (тут для наочності наведено один і той же рисунок в різних масштабах по осі ординат)

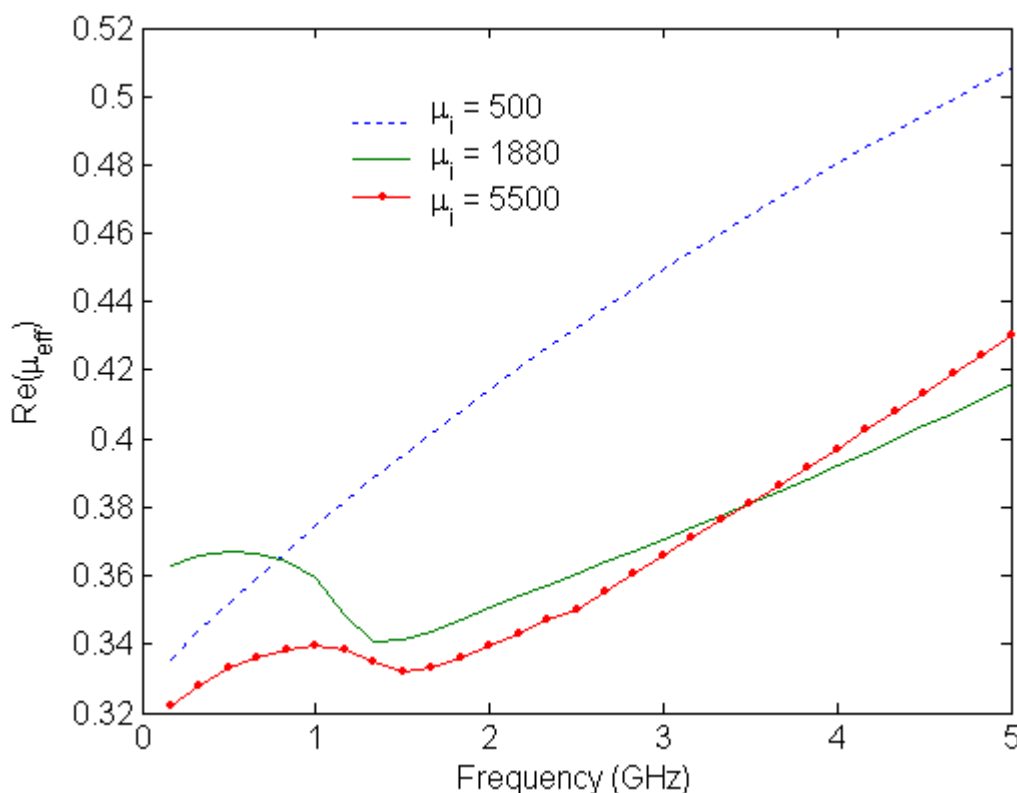


Рис. 5.20. Спектр дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності для ХПКП, що розповсюджується в напрямку зовнішнього магнітного поля: сферичні включення

Як видно з рис. 5.16-5.23, розглянуті у даному розділі метаматеріальні середовища з частковою намагніченістю включень при розповсюдженні ЕМ-хвилі у напрямку зовнішнього намагнічування характеризуються малими ($\sim 10^{-1}$) значеннями дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності у випадку сферичних включень і також малими позитивними і негативними значеннями дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності у випадку циліндричних включень. Крім того, має місце широкий діапазон тангенса кута магнітних втрат ($\sim 10 \div 10^{-1}$) незалежно від форми включень. У випадку ж повністю намагнічених включень магнітні втрати можуть бути нижчими, - це, безперечно, має відношення до випадку циліндричних включень.

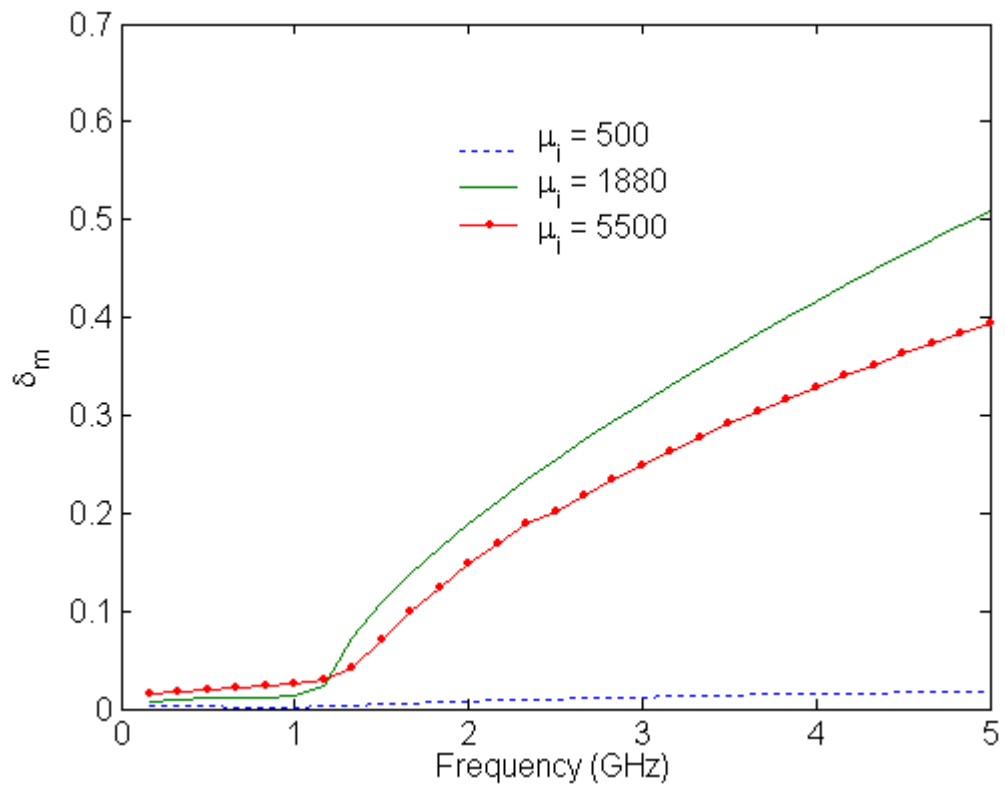


Рис. 5.21. Спектр магнітних втрат для ХЛКП, що розповсюджується у напрямку зовнішнього магнітного поля: сферичні включення

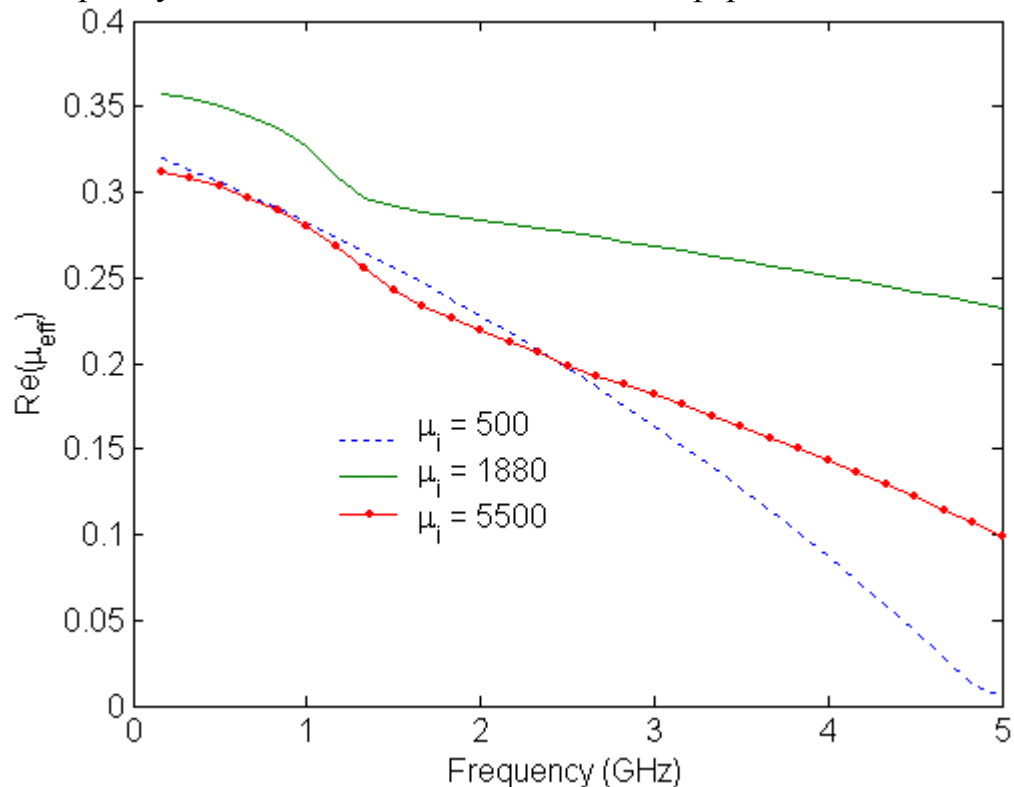


Рис. 5.22. Спектр дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності для ХЛКП, що розповсюджується у напрямку зовнішнього магнітного поля: сферичні включення

Таким чином, у розглянутому діапазоні частот запропоновані метаматеріали при частковому намагнічуванні феромагнітних включень при

розповсюдженні ЕМ-хвилі у напрямку зовнішнього магнітного поля можуть мати малі позитивні значення дійсної частини ефективного коефіцієнта заломлення (для випадку як сферичних, так і циліндричних включень), малі негативні значення дійсної частини ефективної магнітної проникності (тільки для випадку циліндричних включень). Більш того, у випадку хвильового розповсюдження метаматеріали мають малі втрати, а це означає, що такі метаматеріали представляють інтерес для різноманітних фізико-технічних доданків, приклади яких будуть розглядатися в кінці даного підрозділу.

Не менш цікавим є розгляд магнітного ефективного відгуку розглянутих метаматеріалів у напрямку, перпендикулярному до напрямку зовнішнього магнітного поля. Цей випадок розглянуто у наступному підрозділі.

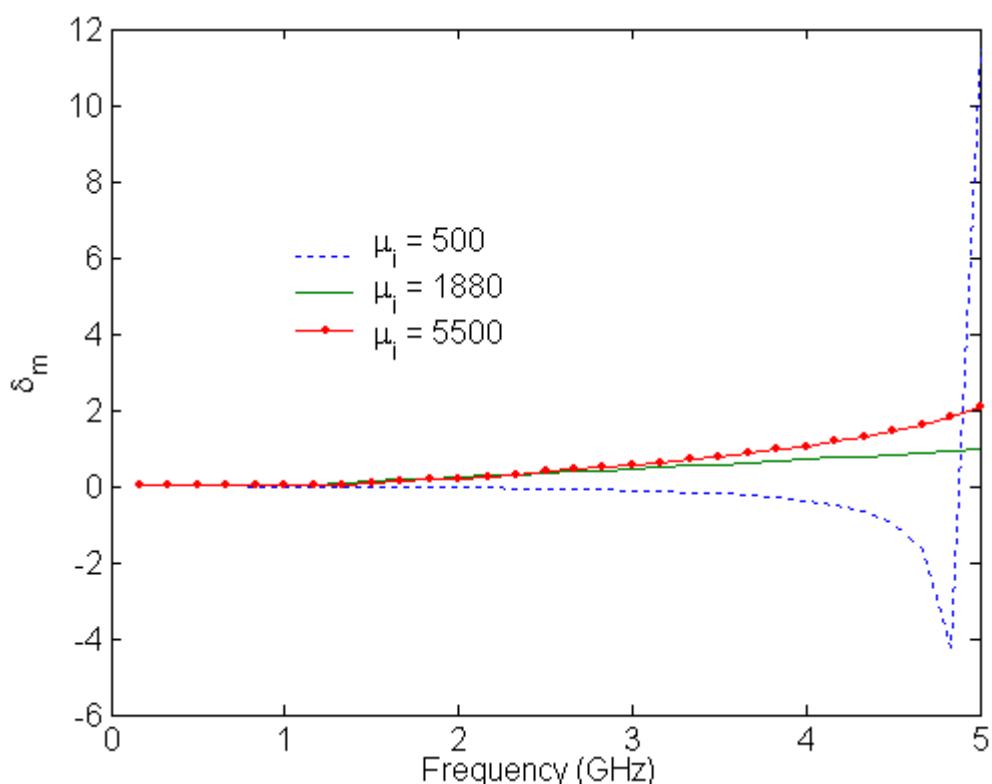


Рис. 5.23. Спектр магнітних втрат для ХЛКП, що розповсюджується у напрямку зовнішнього магнітного поля: сферичні включення

5.4.4. Розповсюдження хвилі у напрямку, перпендикулярному до напрямку зовнішнього магнітного поля

Розглянемо розповсюдження плоскої ЕМ-хвилі у напрямку, перпендикулярному до напрямку зовнішнього магнітного поля, тобто

розглянемо розповсюдження ЕМ-хвилі або в напрямку вісі Ox , або у напрямку вісі Oz .

Розглянемо спочатку розповсюдження хвилі у напрямку вісі Ox . Залежність компонент ЕМ-хвилі від змінної x у цьому випадку ($\partial/\partial y = \partial/\partial z = 0$) матиме вигляд:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_0 \cdot e^{-i\beta x}, \quad \vec{E}_0 = E_{0x} \cdot \vec{x}_0 + E_{0y} \cdot \vec{y}_0 + E_{0z} \cdot \vec{z}_0, \\ \vec{H} &= \vec{H}_0 \cdot e^{-i\beta x}, \quad \vec{H}_0 = H_{0x} \cdot \vec{x}_0 + E_{0y} \cdot \vec{y}_0 + H_{0z} \cdot \vec{z}_0. \end{aligned} \right\} \quad (5.59)$$

Підставляючи рівності (5.29), (5.52) і (5.59) до роторного закону Фарадея у частотній області, остаточно отримаємо:

$$\left. \begin{aligned} 0 &= -i\omega(\mu H_{0x} - ikH_{0z}), \\ i\beta E_{0z} &= -i\omega\mu_y H_{0y}, \\ -i\beta E_{0y} &= -i\omega(ikH_{0x} + \mu H_{0z}). \end{aligned} \right\} \quad (5.60)$$

Підставляючи рівності (5.29), (5.52) і (5.59) до роторного закону Ампера у частотній області, остаточно отримаємо:

$$\left. \begin{aligned} 0 &= i\omega\epsilon E_{0x}, \\ i\beta H_{0z} &= i\omega\epsilon_{yy} E_{0y}, \\ -i\beta H_{0y} &= i\omega\epsilon E_{0z}. \end{aligned} \right\} \quad (5.61)$$

Підставляючи першу рівність системи (5.60), а також другу і третю рівності системи (5.61) до другої і третьої рівностей системи (5.60), остаточно отримаємо:

$$\left. \begin{aligned} (\beta^2 - \omega^2\epsilon\mu_y)E_{0z} &= 0, \\ \left(\beta^2 - \omega^2\epsilon_{yy} \frac{\mu^2 - k^2}{\mu} \right) E_{0y} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5.62)$$

Нехай $E_{0y} = 0$ у системі (5.62) на випадок циліндричних включень, оскільки розповсюдження ЕМ-хвиль на випадок циліндричних включень у метаматеріалі практично відсутнє для $F > 0,2$, метаматеріал у цьому випадку впливає на хвилю як екран. Тоді єдиний розв'язок системи (5.62) на випадок циліндричних включень матиме вигляд:

$$\beta = \omega \sqrt{\varepsilon \mu_y}, \quad (5.63)$$

Тоді вираз для обчислення ефективної відносної магнітної проникності метаматеріального середовища на випадок циліндричних включень матиме вигляд:

$$\mu_{eff} = \frac{\mu_y}{\mu_0}. \quad (5.64)$$

На відміну від метаматеріального середовища з циліндричними включеннями, ніщо не заважає нам для метаматеріального середовища із включеннями сферичної форми розглядати окремо два випадки розповсюдження ЕМ-хвиль, коли: $E_{0z} = 0$ і $E_{0y} = 0$. У цих випадках мають місце лише два можливі розв'язки системи (5.62): перше, що виражене рівністю (5.63) і друге, що виражене рівністю:

$$\beta = \omega \sqrt{\varepsilon_{yy} \frac{\mu^2 - k^2}{\mu}}, \quad (5.65)$$

Рівність (5.63) має місце, коли компоненти магнітного поля ЕМ-хвилі перпендикулярні до напрямку зовнішнього магнітного поля. Цей випадок називається випадком ординарної хвилі (див. [83]). В іншому разі маємо справу з так званим випадком екстраординарної ЕМ-хвилі, і рівність для ефективної відносної магнітної проникності на випадок сферичних включень

матиме такий вигляд:

$$\mu_{eff} = \frac{\mu^2 - k^2}{\mu\mu_0}, \quad (5.66)$$

Розглянемо тепер розповсюдження ЕМ-хвилі у напрямку вісі Oz . Залежність компонент ЕМ-хвилі від змінної z у цьому випадку ($\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$) матиме вигляд:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_0 \cdot e^{-i\beta z}, \quad \vec{E}_0 = E_{0x} \cdot \vec{x}_0 + E_{0y} \cdot \vec{y}_0 + E_{0z} \cdot \vec{z}_0, \\ \vec{H} &= \vec{H}_0 \cdot e^{-i\beta z}, \quad \vec{H}_0 = H_{0x} \cdot \vec{x}_0 + H_{0y} \cdot \vec{y}_0 + H_{0z} \cdot \vec{z}_0. \end{aligned} \right\} \quad (5.67)$$

Підставляючи рівності (5.29), (5.52) і (5.67) до закону Фарадея у частотній області, остаточно отримаємо:

$$\left. \begin{aligned} i\beta E_{0y} &= -i\omega(\mu H_{0x} - ikH_{0z}), \\ -i\beta E_{0x} &= -i\omega\mu_y H_{0y}, \\ 0 &= -i\omega(ikH_{0x} + \mu H_{0z}). \end{aligned} \right\} \quad (5.68)$$

Підставляючи рівності (5.29), (5.52) і (5.67) до закону Ампера у частотній області, остаточно отримаємо:

$$\left. \begin{aligned} i\beta H_{0y} &= i\omega\epsilon E_{0x}, \\ -i\beta H_{0x} &= i\omega\epsilon_{yy} E_{0y}, \\ 0 &= i\omega\epsilon E_{0z}. \end{aligned} \right\} \quad (5.69)$$

Підставляючи першу рівність системи (5.68), а також першу і другу рівності системи (5.69) до першої і другої рівностей системи (5.68), матимемо:

$$\left. \begin{aligned} (\beta^2 - \omega^2 \varepsilon \mu_y) E_{0x} &= 0, \\ \left(\beta^2 - \omega^2 \varepsilon_{yy} \frac{\mu^2 - k^2}{\mu} \right) E_{0y} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5.70)$$

Будемо вважати, що $E_{0y} = 0$ у системі (5.70) на випадок циліндричних включень, оскільки у цьому випадку розповсюдження ЕМ-хвилі у метаматеріалі практично відсутнє вже для $F > 0,2$, метаматеріал у цьому випадку впливає на хвилю як екран. Тоді єдиний розв'язок системи (5.70) на випадок циліндричних включень матиме вигляд виразу (5.63). Тоді, у свою чергу, рівність для ефективної відносної магнітної проникності метаматеріального середовища набуде вигляду виразу (5.63). У випадку ж сферичних включень ніщо не заважає нам розглядати окремо як ситуацію, коли $E_{0y} = 0$, так і ситуацію, коли $E_{0z} = 0$. Тоді, якщо $E_{0y} = 0$ і компонента магнітного поля ЕМ-хвилі є перпендикулярною до напрямку зовнішнього магнітного поля (що є випадком ординарної хвилі), розв'язок системи (5.70) визначається рівністю (5.63), а рівність для ефективної відносної магнітної проникності на випадок сферичних включень матиме вигляд рівності (5.64). Якщо ж хоча б одна з компонент ЕМ-хвилі є паралельною до зовнішнього магнітного поля і $E_{0z} = 0$ (що є випадком екстраординарної хвилі), то розв'язком системи (5.70) буде рівність (5.65), а вираз для ефективної відносної магнітної проникності на випадок сферичних включень набуде вигляду виразу (5.66).

Зауважимо, що умови рівності компонент $E_{0x} = E_{0y} = 0$ і $E_{0y} = E_{0z} = 0$, що отримуються неопосередковано з систем рівностей (5.61) і (5.62) в рівностях (5.69) і (5.70) на випадок циліндричних включень, вочевидь, означатимуть, що в розглянутих метаматеріалах у напрямку, перпендикулярному до напрямку зовнішнього магнітного поля, розповсюджуватися може лише плоска ЕМ TE -хвиля.

На рис. 5.24 і рис. 5.26 наведено графіки спектрів ефективної відносної

магнітної проникності розглянутих метаматеріалів μ_{eff} на випадок розповсюдження ЕМ-хвилі вздовж осей Ox и Oz для тих же самих режимів намагніченості включень із підпаленої сталі: 1) випадок максимального значення відносної магнітної проникності матеріалу включень ($H_0 = 120 \text{ A/м}$, $\mu_i = 5500$, $M = 6,5988 \cdot 10^5 \text{ A/м}$); 2) випадок насичення матеріалу включень ($H_0 = 1,6 \cdot 10^5 \text{ A/м}$, $\mu_i = 500$, $M = 1,7189 \cdot 10^6 \text{ A/м}$); 3) проміжний випадок ($H_0 = 600 \text{ A/м}$, $\mu_i = 1880$, $M = 3,661 \cdot 10^5 \text{ A/м}$); і тих же самих значень параметрів метаматеріалів, що розглядалися у попередньому підрозділі: $\mu_m = \varepsilon_m = 1$, $a = 0,001 \text{ м}$, $r = 0,00034 \text{ м}$, $\rho = 0,0004 \text{ м}$. А на рис. 5.25 і рис. 5.27 наведено відповідні графіки спектрів магнітних втрат δ_m для тих же самих режимів намагніченості включень і тих же самих значень параметрів метаматеріалів.

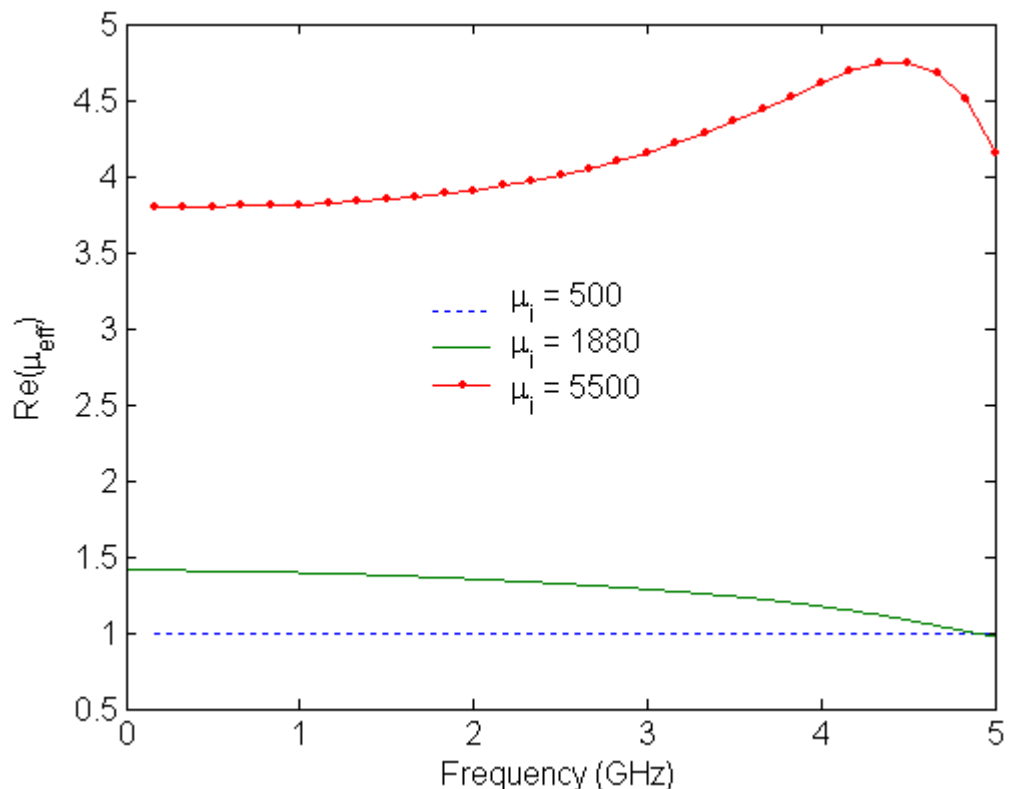


Рис. 5.24. Спектр дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності для хвилі, що розповсюджується перпендикулярно до напрямку зовнішнього магнітного поля: циліндричні включення

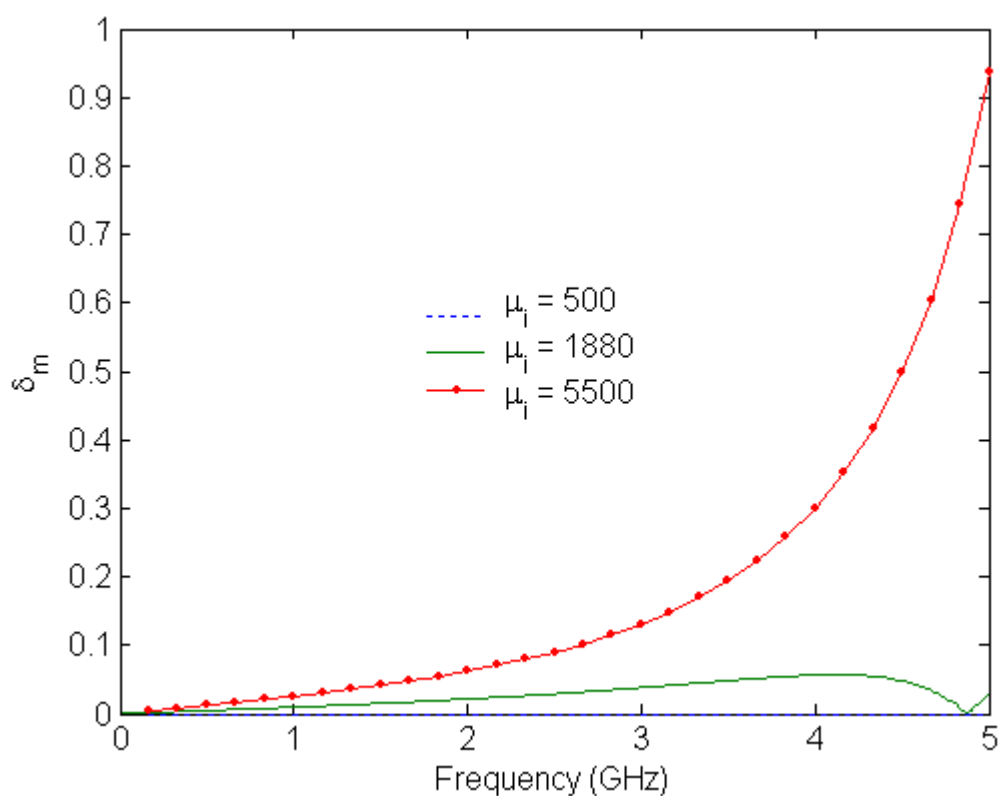


Рис. 5.25. Спектр магнітних втрат для хвилі, що розповсюджується перпендикулярно до напрямку зовнішнього магнітного поля: циліндричні включення

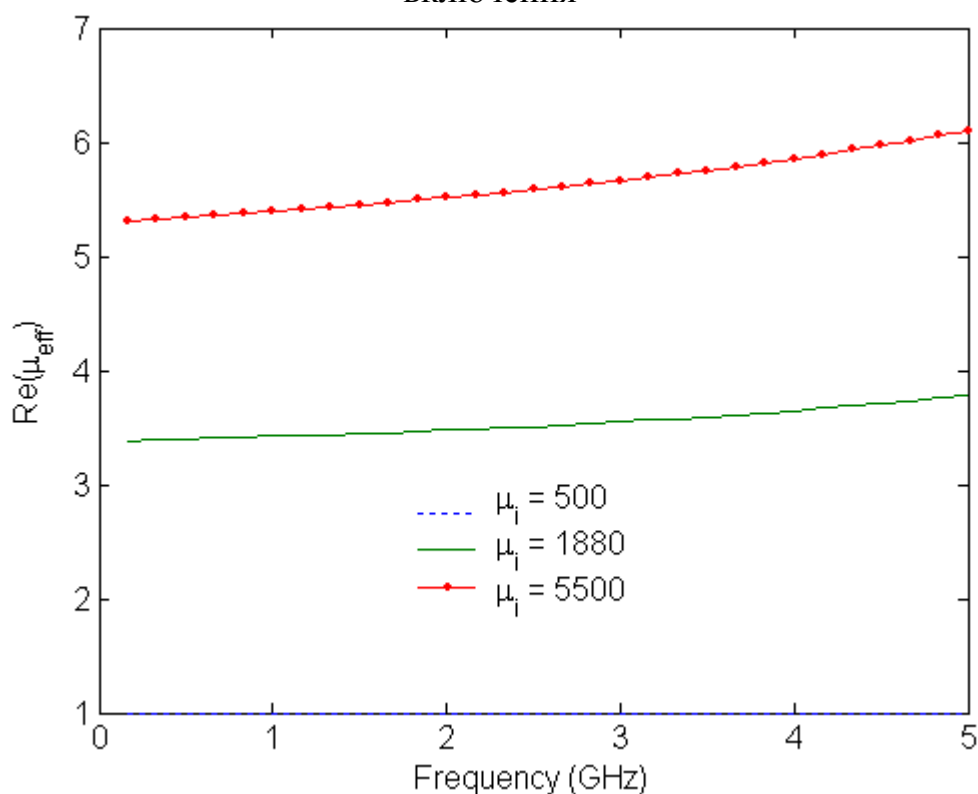


Рис. 5.26. Спектр дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності для хвилі, що розповсюджується перпендикулярно до напрямку зовнішнього магнітного поля: сферичні включення, випадок ординарної хвилі

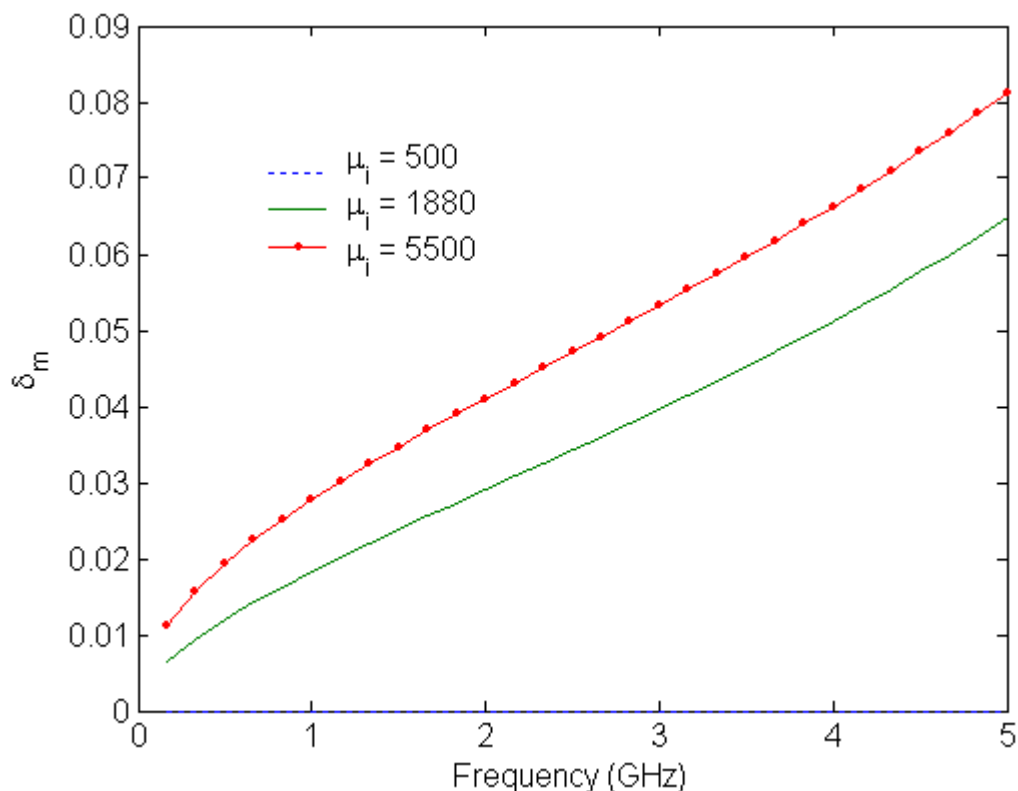


Рис. 5.27. Спектр магнітних втрат для хвилі, що розповсюджується перпендикулярно до напрямку зовнішнього магнітного поля: сферичні включення, випадок ординарної хвилі

Як видно з попередніх рисунків і рис. 5.28-5.29, у випадку розповсюдження ЕМ-хвилі у напрямку, перпендикулярному до напрямку зовнішнього магнітного поля (тобто уздовж осі Ox і уздовж осі Oz), має місце приріст ефективної відносної магнітної проникності (точніше її дійсної частини), за винятком випадку розповсюдження екстраординарної хвилі у метаматеріалі зі сферичними включеннями, коли дійсна частина ефективної відносної магнітної проникності приймає тільки малі значення. При цьому магнітні втрати розглянутого метаматеріалу можуть коливатися у межах $\sim 10^{-2} \div 10^{-1}$, тобто метаматеріал в основному поводить як звичайний ферит (за винятком випадку розповсюдження екстраординарної хвилі у метаматеріалі зі сферичними включеннями). З цієї причини розглянутий метаматеріал може бути названий штучним феритом або метаферитом НВЧ-діапазону.

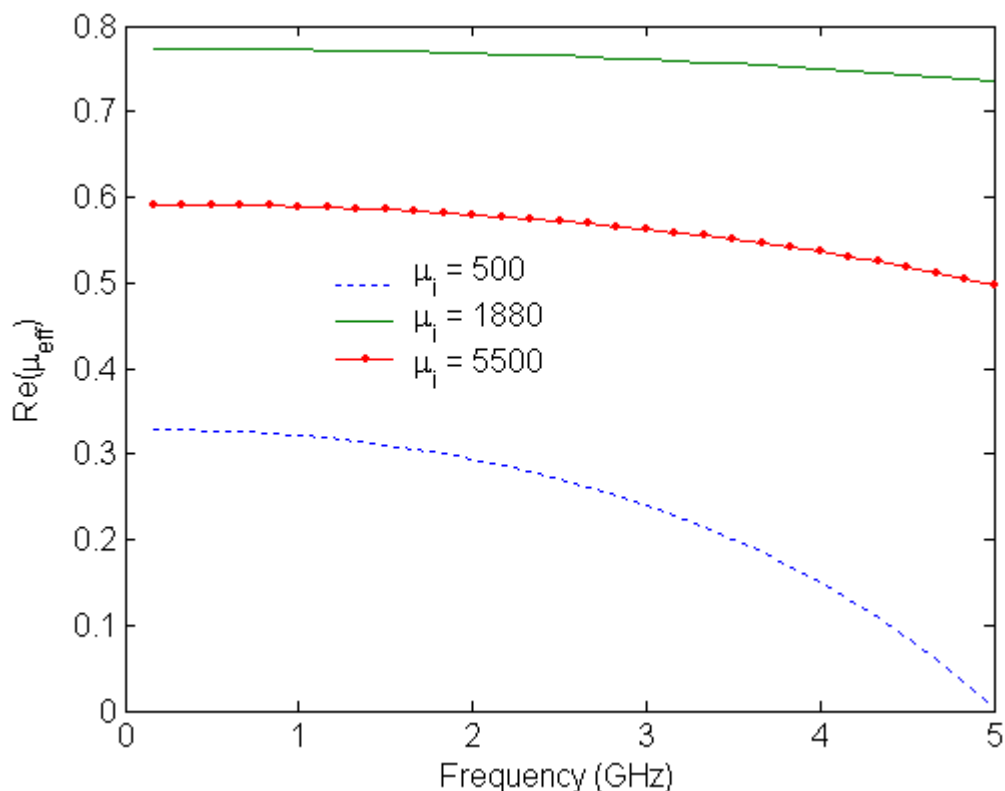


Рис. 5.28. Спектр дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності для хвилі, що розповсюджується перпендикулярно до напрямку зовнішнього магнітного поля: сферичні включення, випадок екстраординарної хвилі

Таким чином, у розглянутому діапазоні частот найбільший інтерес представляє собою розповсюдження ЕМ-хвилі у напрямку зовнішнього магнітного поля, оскільки ефективний магнітний відгук у розглянутих метаматеріалах може характеризуватися наступними властивостями: 1) приростом дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності; 2) малими значеннями дійсної частини ефективного коефіцієнта заломлення; 3) негативними значеннями дійсної частини ефективної відносної магнітної проникності. У той же час магнітні втрати розглянутих метаматеріалів є меншими при неповному намагнічуванні їх включень, що істотно позначається на можливих фізико-технічних додатках цих метаматеріалів в НВЧ-діапазоні. Нижче будуть наведені приклади таких можливих додатків.

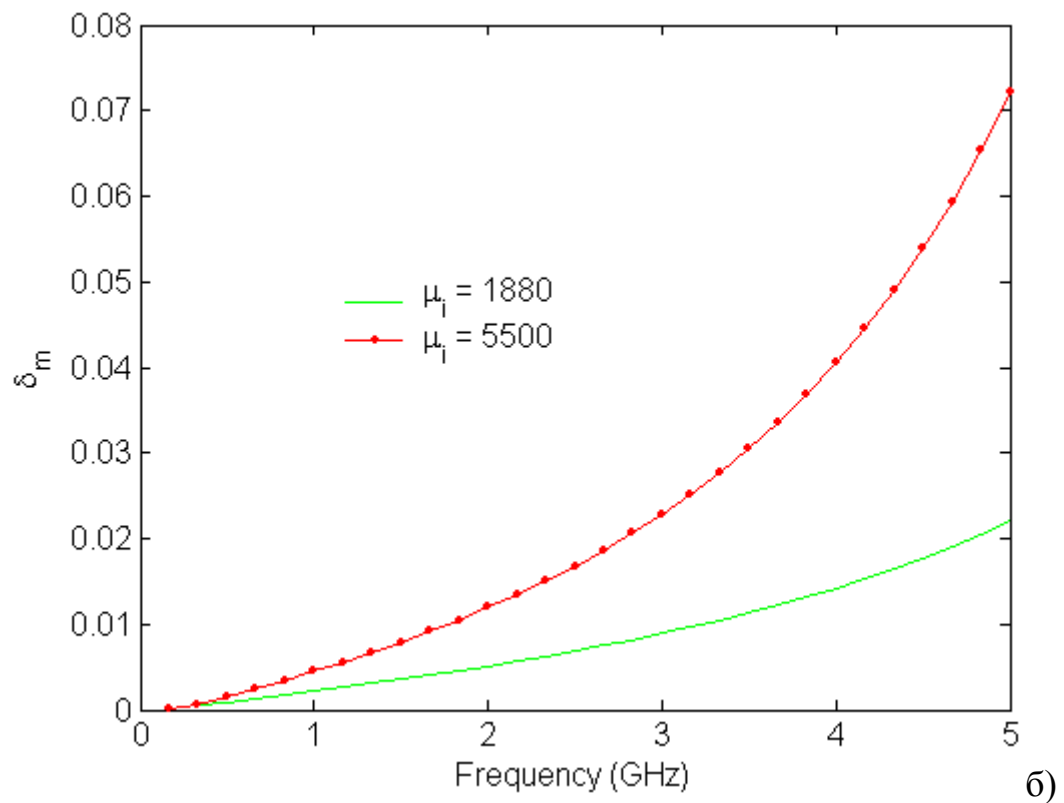
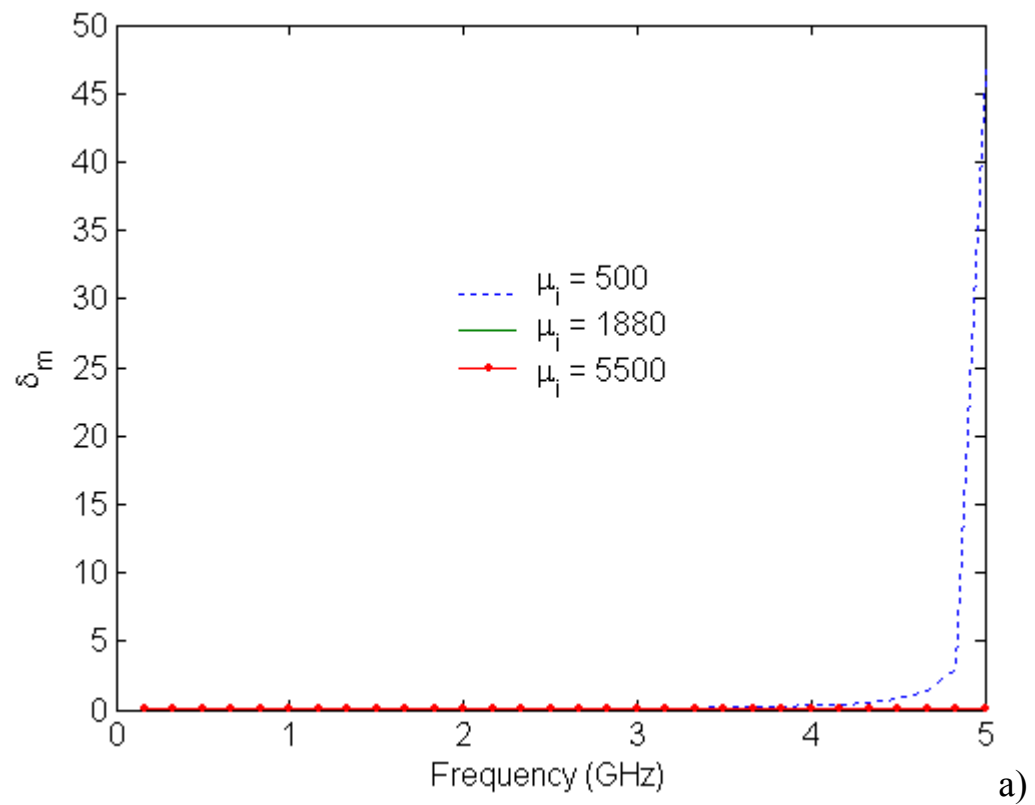


Рис. 5.29. Спектр магнітних втрат для хвилі, що розповсюджується перпендикулярно до напрямку зовнішнього магнітного поля: сферичні вклучення, випадок екстраординарної хвилі (тут для наочності наведено один і той же рисунок в різних масштабах по осі ординат)

Щоб визначити коло можливих додатків для розглянутих у даному

розділі метаматеріалів, для зручності розглянемо нормальне проходження плоскої монохроматичної хвилі через шар метаматеріалу довільної товщини d з комплексною ефективною відносною діелектричною проникністю ε_{eff} і комплексною ефективною відносною магнітною проникністю μ_{eff} . Вирази для повного коефіцієнта відбиття R і повного коефіцієнта проходження T у даному випадку будуть визначатися виразами (4.4) і (4.5), відповідно.

Як видно з рівності (4.59-60), якщо $\text{Re}(\mu_{eff}) < 0$, то коефіцієнти відбиття R і проходження T є уявними величинами, тому що ефективний коефіцієнт відображення Френеля також є майже уявною величиною. Тобто при $\text{Re}(\mu_{eff}) < 0$ розповсюдження ЕМ-хвилі у метаматеріалі відсутнє. У цьому випадку метаматеріал може бути використаний для проектування і створення фільтра НВЧ-діапазону або НВЧ-поглинача.

Також із рівності (4.4)-(4.9) випливає, що: $\lim_{\mu_{eff} \rightarrow +0} R = -1$ і $\lim_{\mu_{eff} \rightarrow +0} T = 0$.

Це означає, що при $0 < \text{Re}(\mu_{eff}) \ll 1$ розглянутий метаматеріал може бути використаний для створення конвертера фази в НВЧ діапазоні, тому що метаматеріальний шар у даному випадку повністю відбиває падаючу на нього ЕМ-хвилю зі зміненою на π фазою.

Також із рівності (4.4)-(4.9) випливає, що: $\lim_{\mu_{eff} \rightarrow +\infty} R = 1$ і $\lim_{\mu_{eff} \rightarrow +\infty} T = 0$. Це

означає, що при $\text{Re}(\mu_{eff}) \gg 1$ розглянутий метаматеріал може бути використаний для створення відбивача і ретранслятора НВЧ діапазону, тому що метаматеріальний шар у даному випадку повністю відбиває падаючу на нього ЕМ-хвилю. Більш того, як було показано вище, усі можливі діапазони значень ефективною відносною магнітної проникності можливі на випадок циліндричних включень у певних піддіапазонах НВЧ-діапазону в залежності від значень прикладеного магнітного поля, тобто кордони даних піддіапазонів частот можна перебудовувати, керуючи зовнішнім магнітним полем. Тому, незважаючи на те що всі наведені вище висновки про можливі додатки частково намагнічених метаматеріалів, можуть бути застосовані і до повністю

намагнічених метаматеріалів, найбільш важливими з точки зору додатків є саме метаматеріали з частково намагніченими включеннями, оскільки відкривається перспектива створення керованих фільтрів, конверторів фази і відбивачів із робочими смугами частот, що можуть перебудовуватися.

Досить новим додатком розглянутих магнітних метаматеріалів є їх використання для поліпшення коефіцієнта корисної дії компактних бездротових систем передачі електричної енергії (Wireless Power Transfer Systems або WPT Systems) (див., наприклад, роботи [191-194]). У даному випадку використовуються як мю-негативні метаматеріали, так і метаматеріали з $0 < \text{Re}(\mu_{\text{eff}}) \ll 1$ и $\text{Re}(\varepsilon_{\text{eff}}) > 0$ (так звані mu-zero metamaterials). У цьому сенсі розглянуті в даному розділі магнітні метаматеріали є особливо перспективними, тому що дозволяють змінювати параметри бездротової системи передачі енергії за допомогою зміни намагніченості включень.

5.5. Висновки до п'ятого розділу

Композитні середовища у вигляді безмежного ізотропного діелектрика з періодично вбудованими в нього намагніченими до насичення металевими феромагнітними включеннями циліндричної і сферичної форм в НВЧ-діапазоні мають такі властивості:

1) у певних смугах частот можуть мати приріст дійсної частини ефективного коефіцієнта заломлення, малі значення дійсної частини ефективного коефіцієнта заломлення або бути мю-негативними матеріалами;

2) при повному намагнічуванні включень розповсюдження ЕМ-хвилі у напрямку зовнішнього намагнічування або у напрямку, перпендикулярному до зовнішнього намагнічування, характеризується тим, що магнітні втрати поза резонансами коливаються у межах $10^{-3} \div 10^{-1}$ для циліндричних включень і на два порядки вище і для сферичних включень;

3) при частковому намагнічуванні включень діагональний елемент тензора ефективної магнітної проникності у більшій частині розглянутого

діапазону частот має малі магнітні втрати, причому у випадку циліндричних включень такі втрати на два порядки вищі, ніж у випадку сферичних втрат;

4) при частковому намагнічуванні включень умова відсутності втрат у слабкому полі близька до подібної умови для реальних феритів;

5) магнітні втрати метаматеріалів стають більшими при неповному намагнічуванні їх включень, і їх значення коливаються в межах $10^{-2} \div 10^2$;

6) при частковій намагніченості метаматеріалів спостерігається більш багатий набір режимів розповсюдження ЕМ-хвиль, ніж при їх повному намагнічуванні.

Наслідком наведених властивостей розглянутих у цьому розділі композитних середовищ можуть бути такі фізико-технічні додатки:

1) створення альтернативних вже існуючим, керованих фільтрів, керованих конверторів, керованих поглиначів, керованих відбивачів і ретрансляторів ЕМ-хвиль зі змінними робочими смугами частот в НВЧ-діапазоні;

2) створення принципово нових компактних бездротових систем передачі електричної енергії в НВЧ-діапазоні з високими значеннями коефіцієнта корисної дії;

3) створення керованих метаповерхонь НВЧ діапазону.

Результати досліджень, викладені у даному розділі, відображені у публікаціях здобувача: [21], [28], [29], [31], [32], [34], [35], [41], [43] (статті у журналах), [47], [50] (тези конференцій).

РОЗДІЛ 6

НВЧ-МІНІАТЮРИЗАЦІЯ ПРЯМОКУТНИХ МІКРОСМУЖКОВИХ АНТЕН ІЗ КОМПОЗИТНИМИ ПІДКЛАДКАМИ

В останнє десятиліття металодіелектричні композитні матеріали широко використовуються при виготовленні підкладок мікросмужкових антен [197-200], у тому числі й з метою мініатюризації антен, [201-208]. Однак, як видно з останнього переліку робіт, для мініатюризації мікросмужкових антен, як правило, використовуються подвійні негативні метаматеріали, метаматеріали з малим ефективним коефіцієнтом заломлення або мю-негативні метаматеріали. Значно рідше для цих цілей використовуються метаматеріали з приростом ефективного коефіцієнта заломлення, незважаючи на те, що ідея використання таких матеріалів для створення мініатюрних мікросмужкових антен була запропонована досить давно, [161, 201-202].

У даному розділі дисертації представлено теоретичні основи загальної концепції НВЧ-мініатюризації прямокутних мікросмужкових антен на метаматеріальних/композитних підкладках, які характеризуються приростом ефективного коефіцієнта заломлення.

6.1. Використання метаматеріальних підкладок із приростом ефективної діелектричної проникності для мініатюризації вузькосмугових антенних систем на основі прямокутної мікросмужкової антени

6.1.1. Концепція мініатюризації прямокутних мікросмужкових антен на основі використання метаматеріальних підкладок із приростом ефективної діелектричної проникності

Розглянемо довільну прямокутну мікросмужкову антену, що живиться через патч, рис. 6.1.

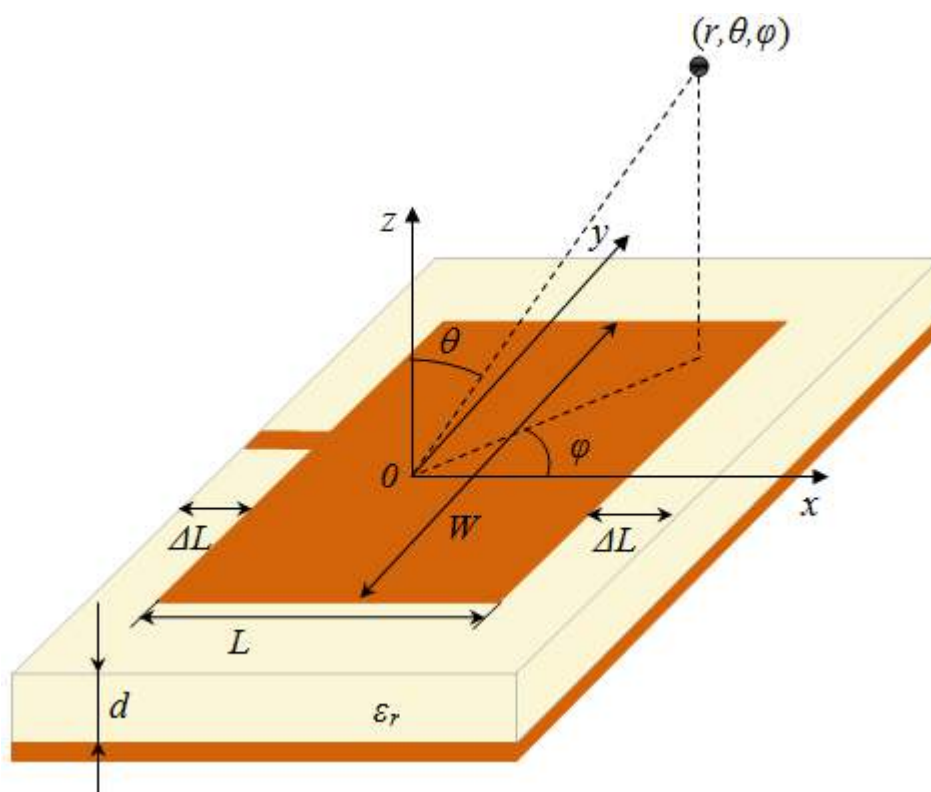


Рис. 6.1. Прямокутна немагнітна мікросмужкова антена, що живиться через патч

Основні співвідношення для лінійних розмірів антени L , L_{eff} , ΔL , W і ефективної відносної діелектричної проникності антени ε_{eff} описуються формулами (3.14)-(3.17) і наведені у третьому розділі даної дисертаційної роботи.

Як видно з формул (3.14)-(3.16), лінійні розміри патча антени зменшуються зі збільшенням відносної діелектричної проникності підкладки, що принципово дозволяє мінімізувати площу патча антени шляхом збільшення відносної діелектричної проникності матеріалу підкладки. Очевидно, що при цьому мінімізація площі патча антени буде визначатися виключно оптимальним вибором матеріалу для виготовлення підкладки антени.

Задамося метою отримати основні співвідношення для лінійних розмірів антени, включаючи товщину її підкладки, що враховують вибір конкретного матеріалу для підкладки антени і забезпечують оптимальну мінімізацію антени за її об'ємом.

Ідея використання діелектричних матеріалів із високою діелектричною проникністю для виготовлення підкладок антен із метою мініатюризації їх об'ємних профілів аж ніяк не нова. Так, наприклад, у роботах [209, 210] було запропоновано практичну реалізацію такої ідеї. Проте ці реалізації можна назвати відносно вдалимими, оскільки, незважаючи на те, що мініатюризація профілів антен була досягнута, випромінювальні характеристики створених антенах виявилися не високими. Це обумовлено тим, що між патчем і металевим екраном підкладки в разі підкладок з високими діелектричними проникностями утворюється висока паразитна ємність, що обмежує випромінювальні характеристики антени. Щоб вирішити цю проблему, у роботі [207] було запропоновано ідею використання композитних підкладок для проектування антен із поліпшеними радіаційними характеристиками. Крім того, як показали результати роботи [211], використання саме періодичних структур у конструкції підкладки антени дозволяє домогтися істотної мініатюризації об'ємного профілю мікросмужкової антени. Таким чином, у даній дисертаційній роботі метаматеріальні/композитні підкладки використовуються з метою мініатюризації профілю мікросмужкової антени з поліпшенням її випромінювальних характеристик.

При створенні підкладки антени необхідно обирати немагнітний композит/метаматеріал із малими втратами, щоб вирази (3.14)-(3.17) могли бути використані при проектуванні об'ємного профілю антени. Відповідний композит було запропоновано у роботі [212]. Дійсна частина ефективної відносної діелектричної проникності цього матеріалу коливається у межах від 4 до 170 одиниць в залежності від концентрації срібла в композиті. Такий діапазон значень для ефективної відносної діелектричної проникності вдається досягти в частотному діапазоні від 3 ГГц до 20 ГГц. При цьому дійсна частина ефективної відносної магнітної проникності є близькою до одиниці, а втрати композиту малі. Таким чином, при виборі матеріалу для проектування підкладки, ми будемо розглядати частотний діапазон від 10 ГГц до 40 ГГц.

Отримаємо спочатку розв'язок задачі мінімізації профілю прямокутної мікросмужкової антени.

Об'єм і площа антенного профілю (рис. 3.26), власне кажучи, є функціями трьох змінних у заданому частотному діапазоні: відносної діелектричної проникності матеріалу підкладки ε_r , її товщини d і значенні резонансної частоти f_r (або резонансної довжини хвилі $\lambda_r = c/f_r$).

Площу S мікросмужкового профілю антени логічно обчислювати як площу тієї частини антенної підкладки, яка лежить під патчем довжини L і ширини W , тобто:

$$S(d, \lambda_r, \varepsilon_r) = L(d, \lambda_r, \varepsilon_r) \cdot W(f_r, \varepsilon_r) = \\ = \{L_{eff}(f_r, W(f_r, \varepsilon_r), \varepsilon_r) - 2\Delta L(d, \varepsilon_{reff}(h, \varepsilon_r), W(f_r, \varepsilon_r))\} \cdot W(f_r, \varepsilon_r). \quad (6.1)$$

Підставляючи рівності (3.14)-(3.17) до рівності (6.1), отримаємо:

$$S(d, \lambda_r, \varepsilon_r) = \frac{1}{2} \lambda_r^2 \left((1 + \varepsilon_r)^2 - \frac{1 - \varepsilon_r^2}{\sqrt{1 + 12\sqrt{2}(d/\lambda_r)\sqrt{1 + \varepsilon_r}}} \right)^{-\frac{1}{2}} - \\ - \frac{0.824}{\sqrt{2}} \lambda_r d \left(\frac{\varepsilon_r - 1 + (1.6 + \varepsilon_r)\sqrt{1 + 12\sqrt{2}(d/\lambda_r)\sqrt{1 + \varepsilon_r}}}{\varepsilon_r - 1 + (0.484 + \varepsilon_r)\sqrt{1 + 12\sqrt{2}(d/\lambda_r)\sqrt{1 + \varepsilon_r}}} \right) \cdot \\ \cdot \frac{1 + 0.264 \cdot \sqrt{2}(d/\lambda_r)\sqrt{1 + \varepsilon_r}}{\sqrt{1 + \varepsilon_r} + 0.8 \cdot \sqrt{2}(d/\lambda_r)(1 + \varepsilon_r)}. \quad (6.2)$$

Розглядаючи f_r наперед заданим параметром, поставлена задача оптимізації антенного профілю зводиться до відшукування такого співвідношення між змінними ε_r і d , при яких функція S приймає мінімальне значення.

S – монотонна спадаюча функція відносної діелектричної проникності підкладки ε_r та її товщини d в НВЧ-діапазоні, рис. 6.2. Це обумовлено тим, що L_{eff} и W – монотонно спадаючі функції ε_r і d . Як можна бачити з

рис. 6.2, S досягає досить малих значень, коли відносна діелектрична проникність підкладки досягає 10-20 одиниць. Більш того, як показують обчислення, площа профілю антени навіть при таких невеликих значеннях відносної діелектричної проникності підкладки може бути зменшена на 80% і навіть більше.

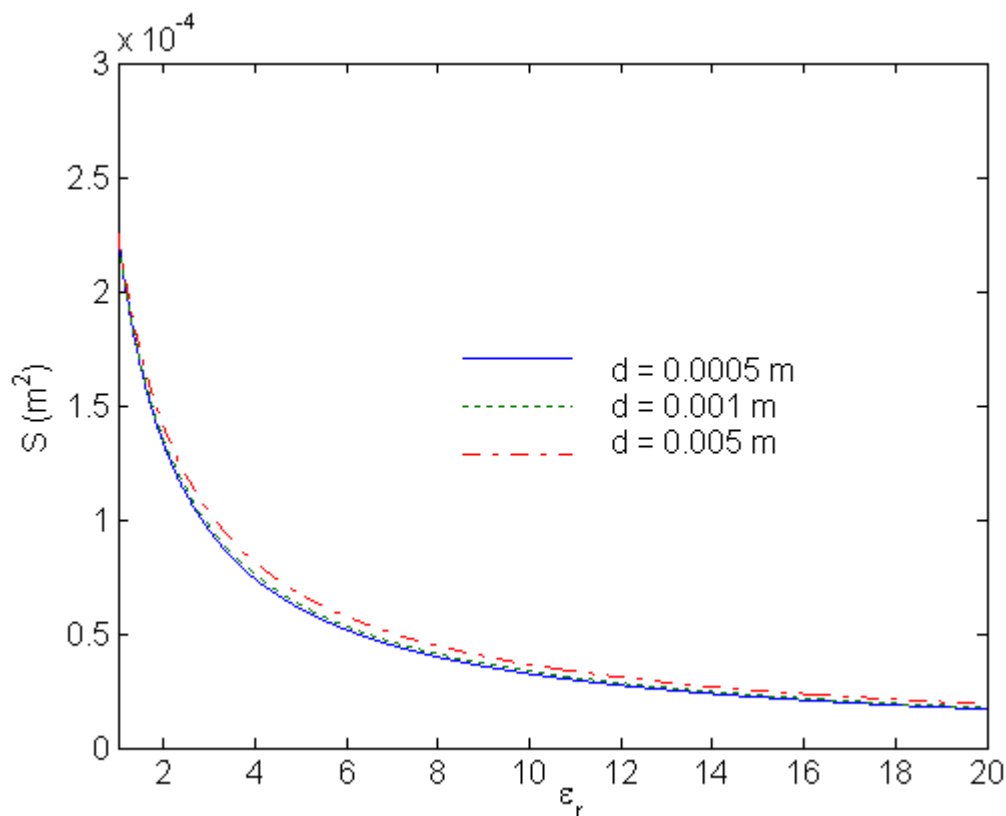


Рис. 6.2. Залежність площі профілю прямокутної мікросмужкової антени S від відносної діелектричної проникності ϵ_r на частоті $f_r = 15$ ГГц

З огляду на те, що одним із трьох лінійних розмірів об'ємного профілю антени є товщина підкладки d , за більш суворої постановки задачі мініатюризації прямокутної мікросмужкової антени фактично маємо задачу з відшукування такого співвідношення між ϵ_r і d , при якому об'єм профілю антени V приймає мінімальне значення. Будемо визначати об'єм профілю антени V рівністю

$$V(d, \lambda_r, \epsilon_r) = S(d, \lambda_r, \epsilon_r) \cdot d. \quad (6.3)$$

Із проведених обчислень робимо висновок, що на певній резонансній частоті в НВЧ-діапазоні V є вже монотонно зростаючою функцією d і монотонно спадаючою функцією ε_r , рис. 6.3.

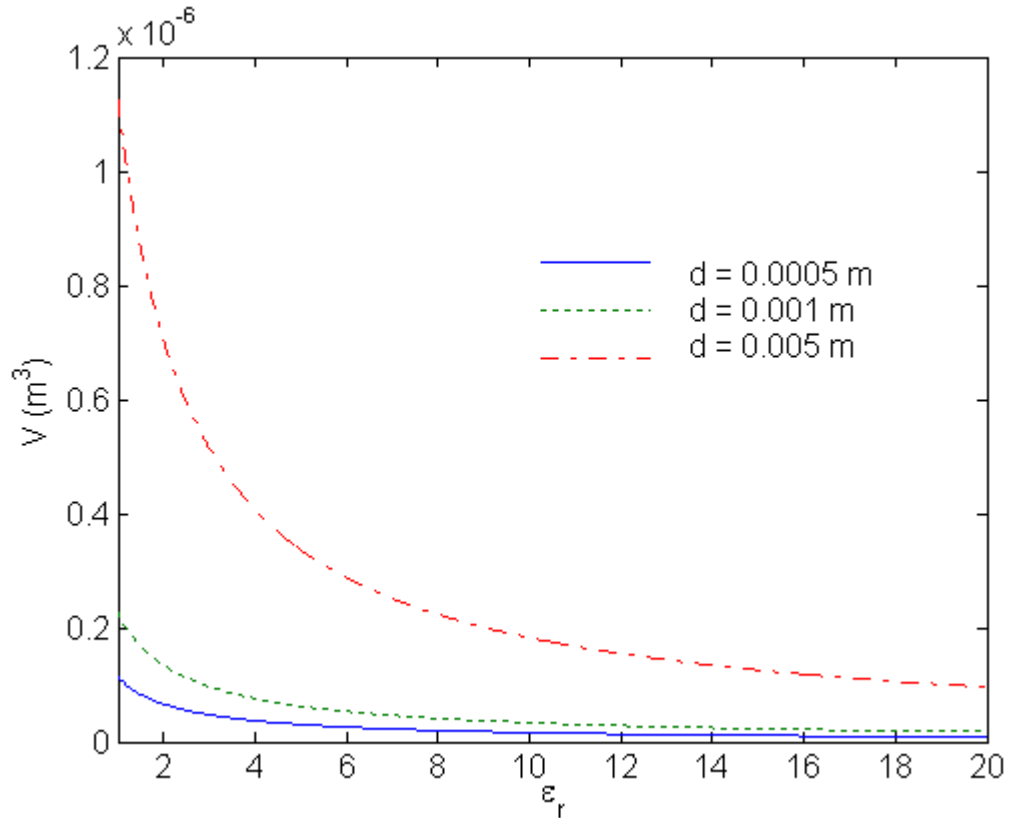


Рис. 6.3. Залежність об'єму профілю прямокутної мікросмужкової антени M від відносної діелектричної проникності ε_r на частоті $f_r = 15$ ГГц

Отримаємо оптимальне співвідношення між відносною діелектричною проникністю підкладки та її товщиною, при яких і площа профілю антени і її об'єм будуть мінімальними. З цією метою спочатку отримаємо апроксимацію для рівності (6.2) для великих ε_r і для $f_r \sim 10^{10}$ Гц. Після деяких перетворень матимемо:

$$S(d, \lambda_r, \varepsilon_r) = \frac{1}{2} \lambda_r^2 \frac{1}{\varepsilon_r} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1 + 12\sqrt{2\varepsilon_r}(d/\lambda_r)}} \right)^{-\frac{1}{2}} - \frac{\lambda_r}{\sqrt{2\varepsilon_r}} bd, \quad (6.4)$$

де $b \approx 0.824$.

Підставляючи вираз (6.4) до виразу (6.3), отримаємо відповідну апроксимацію для об'єму профілю антени:

$$V(d, \lambda_r, \varepsilon_r) = \frac{1}{2} \lambda_r^2 \frac{d}{\varepsilon_r} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1 + 12\sqrt{2\varepsilon_r}(d/\lambda_r)}} \right)^{-\frac{1}{2}} - \frac{\lambda_r}{\sqrt{2\varepsilon_r}} b d^2. \quad (6.5)$$

Припускаючи, що товщина підкладки антени не перевищує міліметра, розкладемо радикал $\left(1 + \frac{1}{\sqrt{1 + 12\sqrt{2\varepsilon_r}(d/\lambda_r)}} \right)^{-\frac{1}{2}}$ у ряд Тейлора за ступенями $(12\sqrt{2\varepsilon_r}(d/\lambda_r))^{-1}$ до другого члена малості включно. Тоді, враховуючи той факт, що має місце приблизно така рівність

$$\left(1 + \frac{1}{\sqrt{1 + 12\sqrt{2\varepsilon_r}(d/\lambda_r)}} \right)^{-\frac{1}{2}} \approx \left(1 + \frac{1}{\sqrt{12\sqrt{2\varepsilon_r}(d/\lambda_r)}} \right)^{-\frac{1}{2}}, \text{ у результаті матимемо:}$$

$$V(d, \lambda_r, \varepsilon_r) = \frac{\lambda_r^2 d}{2\varepsilon_r} \left(1 - \frac{1}{4\sqrt{3}\sqrt{2}\sqrt[4]{\varepsilon_r}} \sqrt{\frac{\lambda_r}{d}} \right) - \frac{\lambda_r}{\sqrt{2\varepsilon_r}} b d^2. \quad (6.6)$$

Розв'язуючи задачу із знаходження мінімуму об'єму V як функції ε_r (d і λ_r є параметрами у даному випадку), отримаємо, що об'єм профілю антени досягає свого мінімуму, якщо ε_r виражається через d і λ_r за допомогою рівності:

$$\varepsilon_r = 512\sqrt{2} \frac{d}{\lambda_r}. \quad (6.7)$$

Як видно з рівності (6.7), чим товщою є підкладка антени, тим більшим є значення її відносної діелектричної проникності. У випадку метаматеріальної підкладки така залежність може бути пояснена тим, що при

зростанні товщини метаматеріальної підкладки кількість її елементарних шарів (шарів з товщиною, що дорівнює постійній елементарної комірки) зростає. Ставлячи відповідно до міжшарового простору двох суміжних елементарних шарів певну ємність, приходимо висновку, що повна ємність підкладки (ємність між її першим і останнім елементарними шарами) зростає зі збільшенням кількості шарів, тому що формально визначається як ємність паралельно приєднаних ефективних конденсаторів, які ставляться відповідно до суміжних елементарних шарів підкладки антени.

Рівність (6.7) дозволяє обчислювати оптимальне значення для ефективної відносної діелектричної проникності метаматеріальної підкладки прямокутної мікросмужкової антени з оптимальним (мініатюризованим) профілем при заданих (бажаних) значеннях резонансної частоти (або довжини хвилі) антени і товщини її підкладки.

Залежно від початкової постановки задачі проектування мініатюрної мікросмужкової антени, при розробці оптимального дизайну антенного профілю може знадобитися визначення оптимального значення для товщини підкладки антени при заданих (бажаних) значеннях резонансної частоти (або довжини хвилі) антени і ефективної відносної діелектричної проникності підкладки антени. У цьому випадку рівність для оптимальної товщини підкладки може бути легко отримана з рівності (6.7) і матиме такий вигляд:

$$d = \frac{\lambda_r \epsilon_r}{512\sqrt{2}}. \quad (6.8)$$

Рівності (6.7) і (6.8) фактично визначають співвідношення між лінійними розмірами антенного патча і товщиною метаматеріальної підкладки для оптимального дизайну низькопрофільної (мініатюрної) прямокутної мікросмужкової антени. Дійсно, оскільки $S = L \cdot W$, то, використовуючи рівності (3.15) і (6.6)-(6.7), остаточно отримаємо:

$$\left. \begin{aligned} L &= \frac{1}{16\sqrt{6\sqrt{2}}} \sqrt{\frac{\lambda_r^3}{d}} \left(1 - \frac{1}{16^4\sqrt{54\sqrt{2}}} \left(\frac{\lambda_r}{d} \right)^{3/4} \right) - bd, \\ W &= \frac{1}{16\sqrt{6\sqrt{2}}} \sqrt{\frac{\lambda_r^3}{d}}. \end{aligned} \right\} \quad (6.9)$$

Таким чином, системи рівностей (6.7) і (6.9) або (6.8) і (6.9) лежать в основі концепції проектування (концепції мініатюризації) низькопрофільних прямокутних мікросмужкових антен НВЧ-діапазону. І, як було показано вище, дана концепція дозволяє виграти у зменшенні профілю антени до 80 і більше відсотків. Власне кажучи, процентний виграв у профілі мініатюризованих антен залежить і від значення бажаної товщини підкладки, і від необхідного значення її відносної діелектричної проникності (яка обчислюється за формулою (6.7)), і від резонансної довжини хвилі (або резонансної частоти).

Для можливої кількісної оцінки отриманої концепції мініатюризації мікросмужкових антен у табл. 6.1 для прикладу показано зв'язок між можливим значенням товщини підкладки, необхідної для мінімізації величини її відносної діелектричної проникності, і відповідним вигравом у відсотках для $\lambda_r = 0,03$ м ($f_r = 15$ ГГц). У даній таблиці виграв запропоновано розраховувати за формулою:

$$\text{Виграв} = \left(1 - \frac{W_{\min} \cdot L_{\min}}{W \cdot L} \right) \cdot 100\%, \quad (6.10)$$

де W_{\min} обчислюється за нижньою формулою (6.9), L_{\min} обчислюється за верхньою формулою (6.9), а W і L обчислюються за допомогою рівностей (3.14)-(3.17), тобто за допомогою “класичної” теорії мікросмужкових антен [163]. При цьому товщина підкладки d і резонансна довжина хвилі λ_r (або резонансна частота f_r) задаються заздалегідь як параметри поставленого завдання.

Таблиця 6.1

Відповідність між бажаною товщиною підкладки, її відносною діелектричною проникністю і виграшем у профілі мініатюризованої мікросмужкової антени на частоті 15 ГГц

d , м	ε_r	Виграш, %
0,0015	54,31	21,43
0,0014	50,69	25
0,0013	47,07	23,53
0,0012	43,45	16,67
0,0011	39,82	17,58
0,001	36,2	22,73
0,0009	32,58	17,39
0,0008	28,96	23,08
0,0007	25,34	23,17
0,0006	21,72	27,45
0,0005	18,10	31,05
0,0004	14,49	41,5
0,0003	10,86	56,7
0,0002	7,24	88,87

Важливо відзначити, що вирази (6.7)-(6.9), власне кажучи, отримані для частот $f_r \sim 10^{10}$ ГГц, проте, як буде показано далі в даному розділі, такі вирази, а, отже, і сама концепція мініатюризації мікросмужкових антен, справедливі у діапазоні частот від 10 до 35 ГГц, хоча, як буде показано вище, у деяких випадках вони є правильними і для частот від 10 до 40 ГГц.

6.1.2. Моделювання випромінювання мікросмужкової антени на основі немагнітної метаматеріальної підкладки з циліндричними включеннями

Виконаємо теоретичну апробацію представленої вище концепції мініатюризації прямокутних мікросмужкових антен. З цією метою спочатку здійснимо чисельне моделювання S11-спектра і ДС метаматеріальної прямокутної мікросмужкової антени з використанням симулятора PLANC FDTD, припускаючи при цьому, що лінійні розміри даної антени розраховуються за формулами (6.7) і (6.9). Наступним етапом даного розділу дисертації є моделювання таких випромінювальних характеристик розглянутих метаматеріальних або композитних антен, як розподіл полів

антен у ближній зоні, а також їх коефіцієнти підсилення за потужністю (G) і коефіцієнти корисної дії ($KKД$). Це необхідно для більш повного аналізу продуктивності запропонованих у розділі антен.

В якості метаматеріалу підкладки антени буде обрана метаматеріальна пластина, що схожа за структурою з метаматеріальним зразком, представленим на фото рис. 3.4. Структуру самої антени показано на рис. 6.4. В якості матеріалу включень оберемо мідь, а в якості матеріалу матриці - конденсаторну кераміку, яка може бути створена за допомогою технології, запропонованої в роботі [213]. Такий вибір метаматеріалу для підкладки антени обумовлено тим, що S-параметри композиту, запропонованого в роботі [212], не підлягають моделюванню засобами сучасних комерційних електродинамічних пакетів (оскільки металеві включення є квазісферичними частинками срібла, впровадженими в желатинову матрицю квазіперіодично), у той час як ЕМ-моделювання характеристик будь-якої антени логічно передуює процесу виробництва пілотного зразка самої антени.

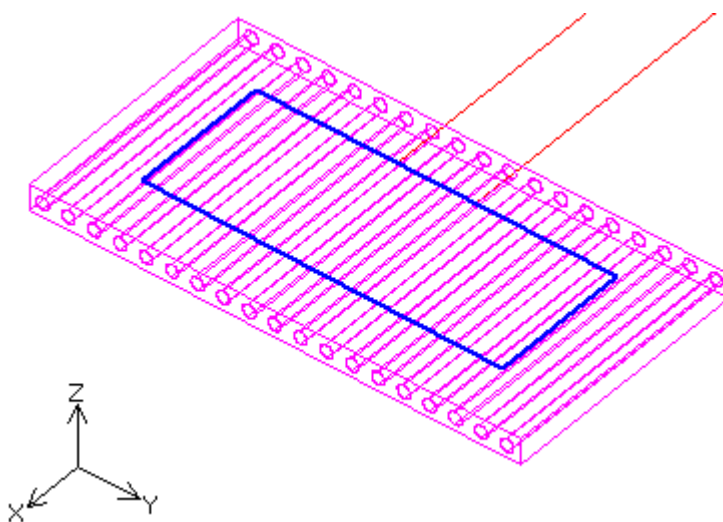


Рис. 6.4. Прямокутна мікросмужкова антена на метаматеріальній підкладці з циліндричними включеннями

Відзначимо, що в даній дисертації поряд із моделюванням далекого поля метаматеріальної антени також буде виконано моделювання поля у далекій зоні для мікросмужкової антени з діелектричною підкладкою, яку тут і далі за текстом дисертації ми для зручності будемо називати еквівалентною

антенною (по відношенню до антени з композитною/метаматеріальною підкладкою). При цьому параметри для еквівалентної антени (її лінійні розміри і відносна діелектрична проникність підкладки) будуть обчислені за допомогою рівностей (3.14)-(3.17). Порівняння характеристик антени з композитною/метаматеріальною підкладкою з еквівалентною їй дозволить оцінити виробленість першої антени.

Для визначеності оберемо товщину підкладки, яка дорівнює 0,0004м. Як видно з таб. 6.1, необхідне значення для оптимальної відносної діелектричної проникності підкладки дорівнює 14,4816. Відповідні розрахунки з використанням формул (6.9) дають оптимальні розміри для патча метаматеріальної антени: $L = 0,0022$ м, $W = 0,0056$ м, у той час як відповідні лінійні розміри патча антени з діелектричною підкладкою, що обчислені за формулами (3.14)-(3.16), виявляються рівними: $L = 0,0039$ м, $W = 0,0054$ м. Розглянемо два значення для радіуса мідних циліндричних включень: $r = 0,000025$ м и $r = 0,00005$ м. Такий вибір для радіусів включень обумовлений тим, що надалі можна буде порівняти якісно і кількісно зміну виробленості антени з метаматеріальною підкладкою при зміні об'ємної частки металу в її підкладці. Чисельне FDTD-моделювання з використанням симулятора PLANC FDTD у вільному просторі показало, що в першому випадку $\varepsilon_m = 13,695$, а у другому випадку $\varepsilon_m = 12,711$.

На рис. 6.5 представлені спектри S11-параметра антени з діелектричною підкладкою, а також антен з метаматеріальними підкладками для $r = 0,000025$ м і $r = 0,00005$ м, що змодельовані за допомогою симулятора PLANC FDTD. Як видно з графіка на цьому рисунку, резонансна частота еквівалентної антени виходить рівною 15,84 ГГц, у той час як задана резонансна частота, яку тут і далі за текстом дисертації ми будемо називати теоретичною або розрахунковою, дорівнює 15 ГГц. Така відмінність у значеннях змодельованої резонансної і заданої (теоретичної) резонансної частоти обумовлена крайовими ефектами підкладки. Тут і далі у

дисертаційній роботі пік S_{11} -параметра, що відповідає заданій резонансній частоті, для зручності назовемо головним резонансним піком (у порівнянні з іншими чітко вираженими піками, що містяться праворуч від нього). Головний резонансний пік відповідає теоретично заданій резонансній частоті, що дорівнює 15 ГГц.

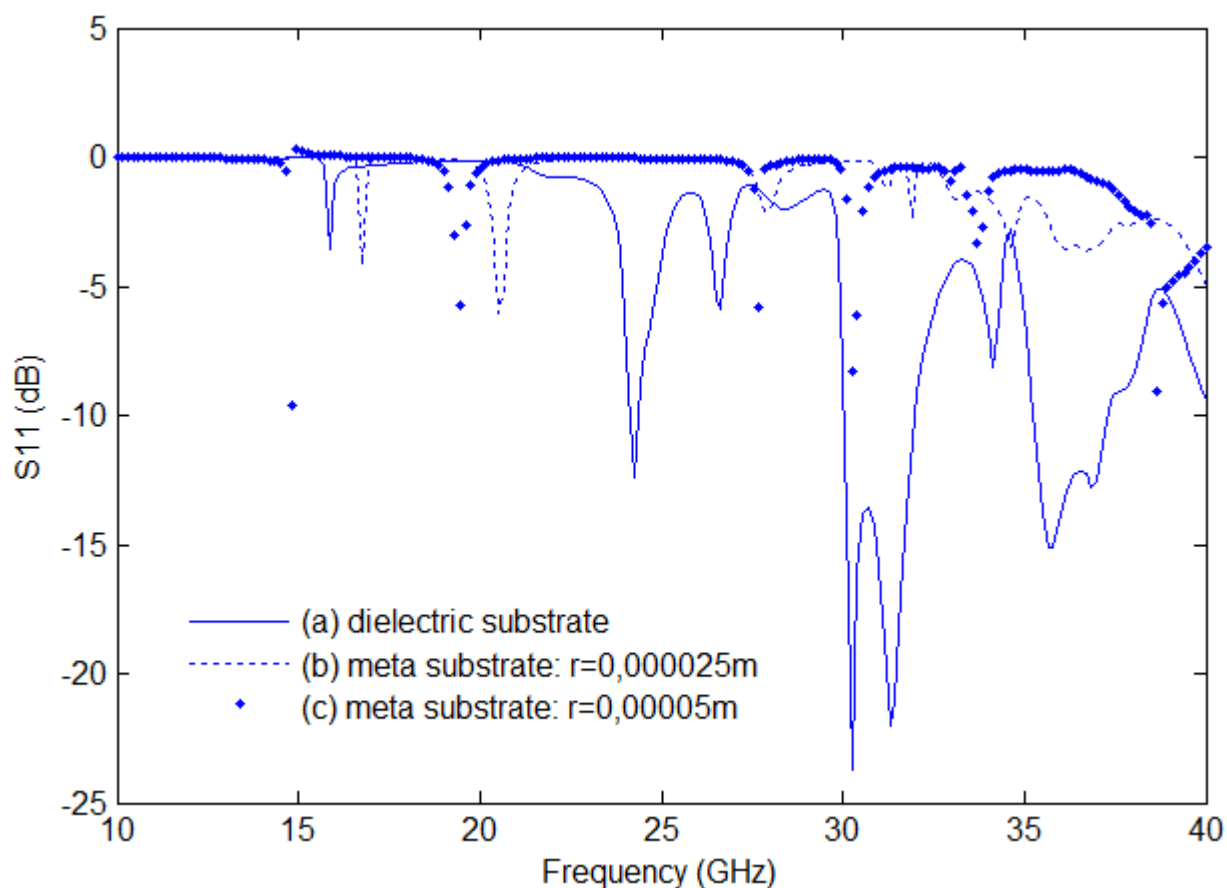


Рис. 6.5. S_{11} -спектр прямокутної мікросмужкової антени (а) з діелектричною підкладкою ($\epsilon_r = 14,4816$), (б) з метаматеріальною підкладкою з циліндричними включеннями з $r = 0,000025\text{ м}$, (с) з метаматеріальною підкладкою з циліндричними включеннями з $r = 0,00005\text{ м}$

Зі спектра S_{11} -параметрів першої антени з метаматеріальною підкладкою ($r = 0,000025\text{ м}$) можна бачити, що значення головного резонансного піку даної антени відповідає частоті 16,78 ГГц і є помітно більше зсунуто праворуч від значення теоретичної резонансної частоти, ніж значення головного резонансного піку еквівалентної антени з діелектричною підкладкою.

Зі спектра S_{11} -параметра антени з метаматеріальною підкладкою для $r = 0,00005\text{ м}$ можна бачити, що головний резонансний пік даної антени (14,82 ГГц) зсунуто ліворуч по відношенню до головного резонансного піку метаматеріальної антени з меншою об'ємною часткою металу. Більш того, частота головного резонансу другої метаматеріальної антени ($r = 0,00005\text{ м}$) виявляється ближчою до теоретичного резонансу (15 ГГц).

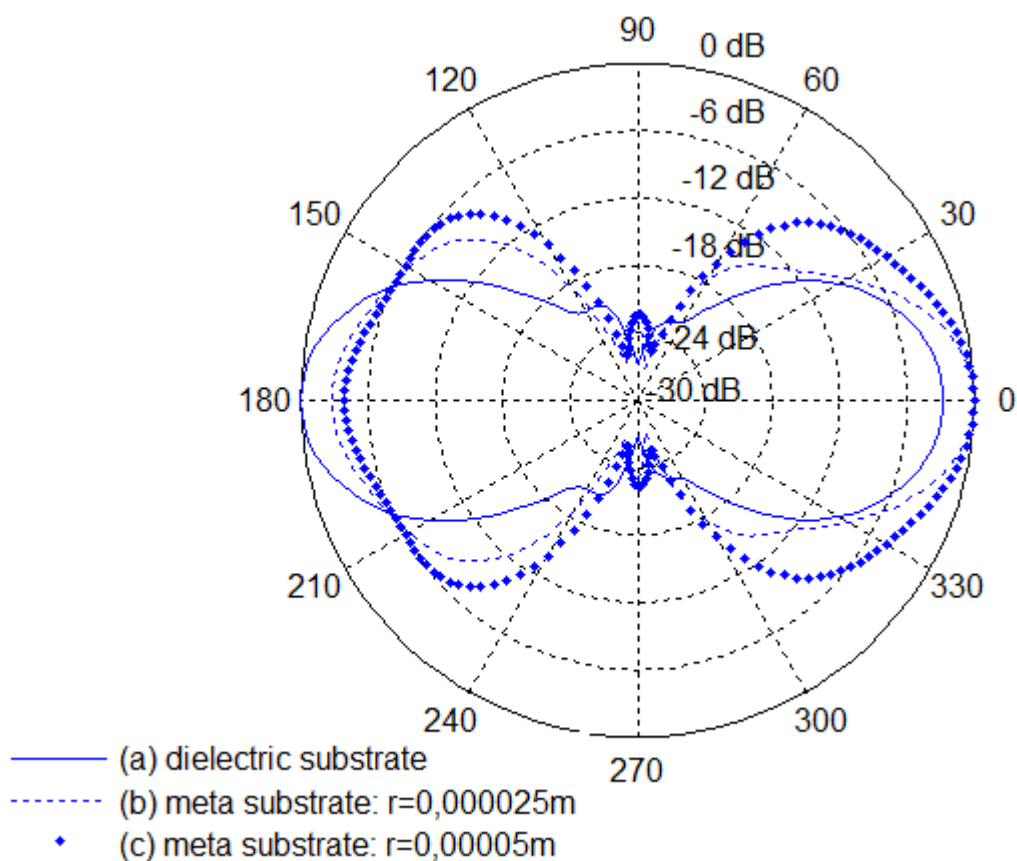


Рис. 6.6. Діаграма спрямованості мікросмужкової антени (а) з діелектричною підкладкою ($\epsilon_r = 14,4816$) на частоті 15,84 ГГц, (б) з метаматеріальною підкладкою з циліндричними включеннями з $r = 0,000025\text{ м}$ на частоті 16,78 ГГц, (с) з метаматеріальною підкладкою з циліндричними включеннями з $r = 0,00005\text{ м}$ на частоті 14,82 ГГц

На рис. 6.6 представлені ДС за напруженістю електричного поля для еквівалентної антени із діелектричною підкладкою, а також для метаматеріальних антен з меншим ($r = 0,000025\text{ м}$) і більшим об'ємом ($r = 0,00005\text{ м}$) частки металу, що змодельовані на своїх головних резонансних частотах. Із цих рисунків видно, що візуальна різниця між

пелюстками ДС всіх трьох антен є незначною. Крім того, ширина смуги частот за рівнем половинної потужності у метаматеріальній антені з меншим об'ємом металевих включень є більш вузькою, ніж у еквівалентній антені з діелектричною підкладкою, у той час як ширина смуги частот за рівнем половинної потужності у метаматеріальній антені з великим об'ємом металу є більшою, ніж у двох попередніх антенах. Також необхідно відзначити, що у метаматеріальних антенах присутні бічні пелюстки, яких немає у еквівалентної антені з діелектричною підкладкою. Останній факт належить до недоліків метаматеріальних антен, хоча, як показують чисельні розрахунки, частка енергії, яка припадає на бічні пелюстки цих антен є незначною.

Наведені на рис. 6.6 ДС метаматеріальних антен досить схожі між собою візуально (не враховуючи незначних бічних пелюсток на останній ДС), тому для повної оцінки запропонованої вище концепції мініатюризації мікросмужкових антен у даній дисертаційній роботі також аналізуються максимальні значення коефіцієнта посилення за проектною потужністю антени (G_{\max}) і її *ККД*. Також у роботі досліджено розподіли полів у ближній зоні в двох перетинах антен: у площині, що проходить через центральну точку патча антени параллельно до елементу живлення і перпендикулярно до її підкладки (рисунки а), і в площині, що проходить через центральну точку патча, перпендикулярно до попередньої площини (рисунки б). Розподіл полів у ближній зоні для всіх розглянутих вище антен наведено на рис. 6.7-6.9. З аналізу цих рисунків, зокрема, впливає, що інтенсивність полів у ближній зоні для мікросмужкових антен з метаматеріальними підкладками є дещо слабшою за інтенсивність полів у ближній зоні для еквівалентної антени з діелектричною підкладкою. У той же час, результати FDTD-моделювання показали, що максимальне значення коефіцієнта посилення за потужністю антени з діелектричними підкладками дорівнює 4,9463 dB, у той час як для антен з метаматеріальними підкладками значення величини G_{\max} складає 4,6076 dB для $r = 0,000025$ м і 2,8655 dB для

$r = 0,00005$ м. Максимальні значення коефіцієнта посилення за потужністю всіх зазначених вище антен досягаються для кутів: $\theta = 50^\circ$, $\varphi = 180^\circ$. Значення $KKД$ для розглянутих антен складають: 56,574 % для еквівалентної антени з діелектричною підкладкою, 47,92 % для метаматеріальної антени з $r = 0,000025$ м і 35,23 % для метаматеріальної антени з $r = 0,00005$ м.

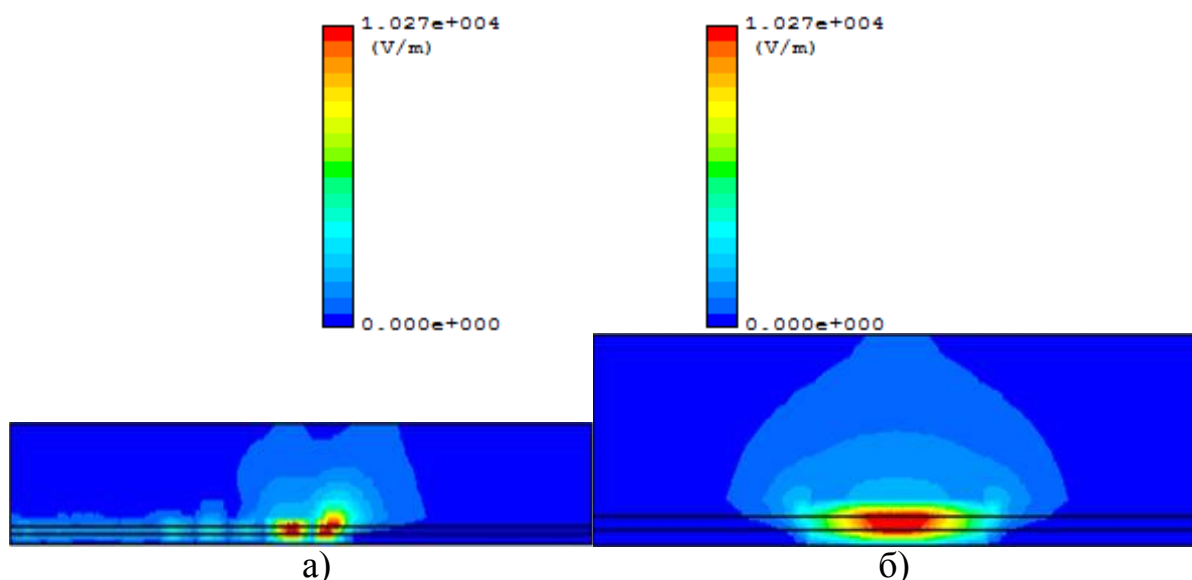


Рис. 6.7. Розподіл поля в ближній зоні мікросмужкової антени з діелектричною підкладкою на частоті 15,84 ГГц в перерізі уздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) ($\epsilon_r = 14,4816$)

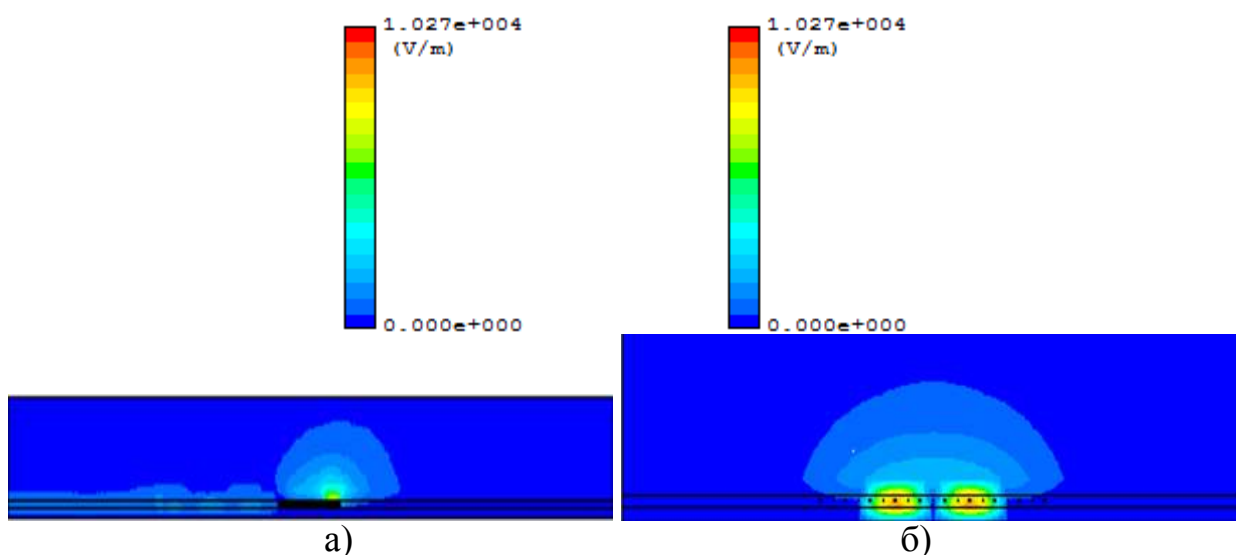


Рис. 6.8. Розподіл поля у ближній зоні мікросмужкової антени з метаматеріальною підкладкою з циліндричними включеннями на частоті 16,78 ГГц в перерізі уздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) ($\epsilon_r = 14,4816$, $r = 0,000025$ м)

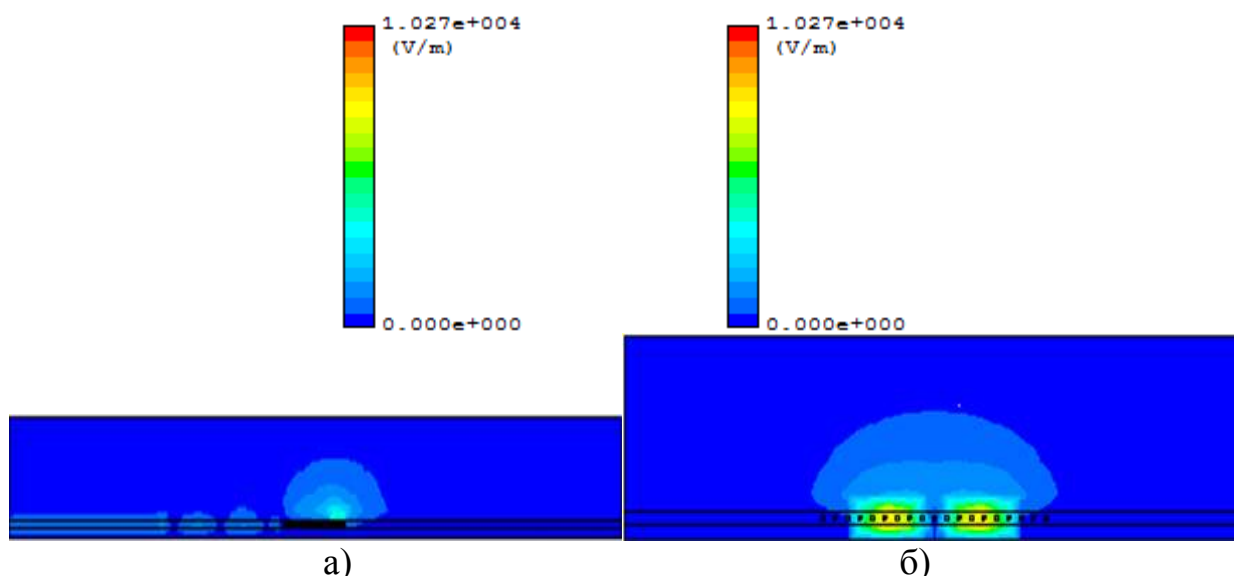


Рис. 6.9. Розподіл поля у ближній зоні мікросмужкової антени з метаматеріальною підкладкою з циліндричними включеннями на частоті 14,82 ГГц в перерізі уздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) ($\epsilon_r = 14,4816$, $r = 0,00005$ м)

Останні результати досліджень характеристик поля у ближній зоні свідчать на користь можливості застосування розглянутих метаматеріальних антен у проектуванні і створенні гаджетів (мобільних телефонів, лаптопів, планшетів, смартфонів та ін.)

Із порівняння характеристик розглянутих вище антен неважко дійти висновку про те, що характеристики мікросмужкових антен з одношаровими метаматеріальними підкладками з приростом ефективної відносної діелектричної проникності погіршуються зі збільшенням об'ємної частки металевих включень підкладки. Це пов'язано з тим, що зі збільшенням об'ємної частки металевих включень ефективна відносна магнітна проникність підкладки зменшується і (починаючи з деяких значень об'ємної частки металу включень) стає помітно меншою за одиницю (див. розділ 2 цієї дисертації), у той час як наведена вище концепція мінімізації розвинена, власне кажучи, лише для випадку $\mu_r = 1$.

Моделювання ДІ додаткових (вищих) гармонік розглянутих метаматеріальних антен показало, що тільки друга гармоніка антени для випадку $r = 0,000025$ м, що має резонанс на частоті 20,56 ГГц, схожа з ДІ

еквівалентної антени з діелектричною підкладкою, рис. 6.10.

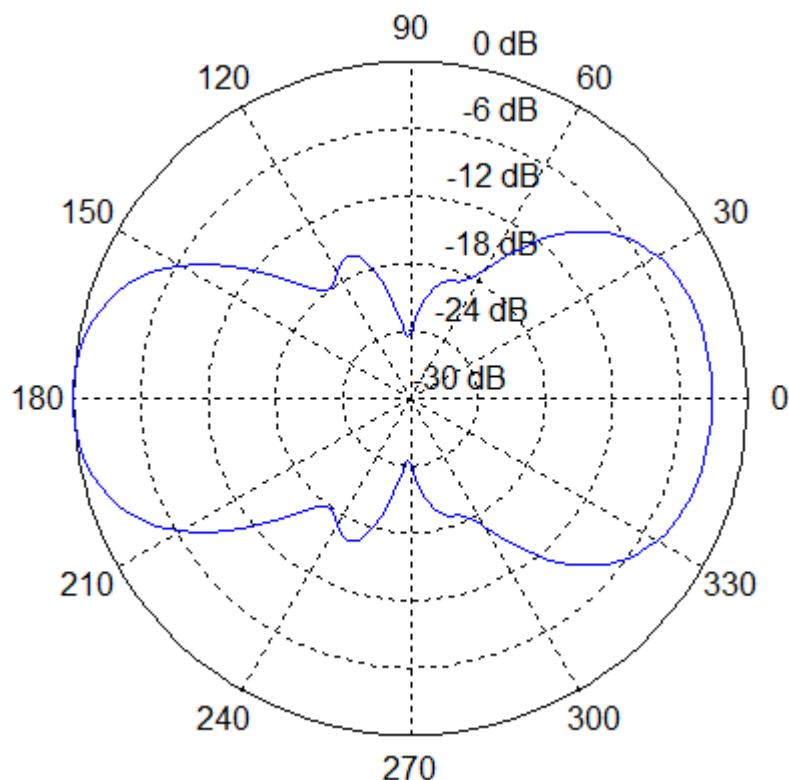


Рис. 6.10. Діаграма спрямованості мікросмужкової антени з метаматеріальною підкладкою з циліндричними включеннями на частоті 20,56 ГГц ($\epsilon_r = 14,4816$, $r = 0,000025$ м)

FDTD-моделювання також показало, що інтенсивність поля в ближній зоні другої гармоніки метаматеріальної антени для випадку $r = 0,000025$ м є дещо слабшою за інтенсивність поля у ближній зоні антени з діелектричною підкладкою (рис. 6.11) на відміну від інтенсивності полів у ближній зоні головних гармонік розглянутих вище метаматеріальних мікросмужкових антен. Останній результат свідчить на користь використання обох гармонік мікросмужкової метаматеріальної антени з $r = 0,000025$ м для проектування і створення гаджетів, оскільки параметри G_{\max} і $KKД$ мають найвищі значення для згаданої другої гармоніки з усіх розглянутих до цього моменту гармонік: G_{\max} досягає значення 5.427 dB при $\theta = 50^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, а $KKД = 78,21$ %. Таким чином можна говорити про двосмугову мікросмужкову метаматеріальну антену при $r = 0,000025$ м.

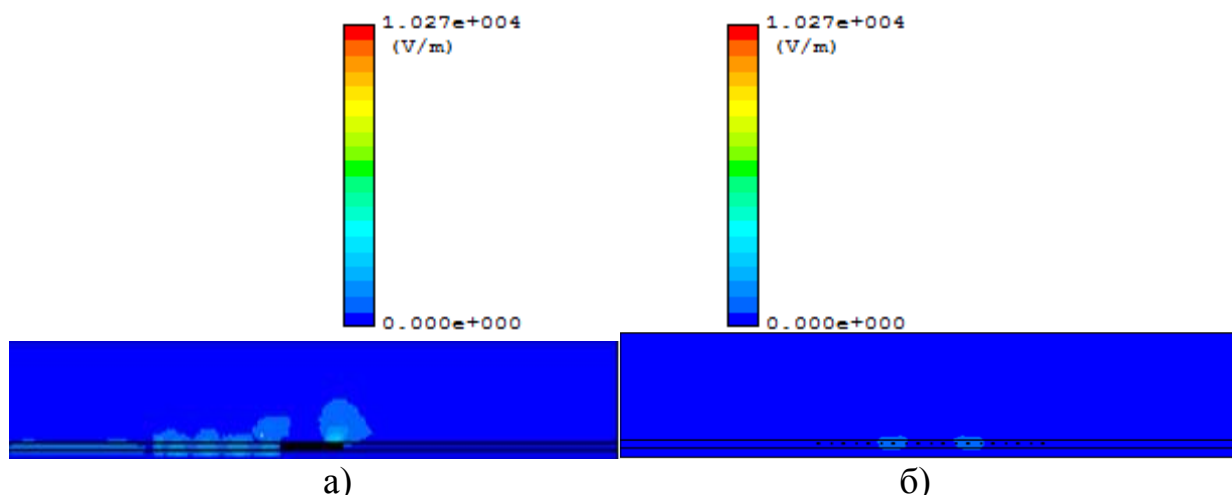


Рис. 6.11. Розподіл поля в ближній зоні мікросмужкової антени з метаматеріальною підкладкою з циліндричними включеннями на частоті 20,56 ГГц в перерізі уздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) ($\epsilon_r = 14,4816$, $r = 0,000025$ м)

6.1.3. Моделювання випромінювання прямокутної мікросмужкової антени на основі немагнітної метаматеріальної підкладки із сферичними включеннями

У другому розділі даної дисертаційної роботи було розглянуто металеві включення циліндричної і сферичної форм. Тому наступним логічним етапом даного підрозділу дисертації є розгляд мікросмужкових антен на метаматеріальній підкладці зі сферичними металевими включеннями, оскільки в попередньому підрозділі мало місце дослідження мікросмужкових антен на метаматеріальній підкладці з циліндричними включеннями.

Розглянемо мікросмужкову антену з підкладкою у вигляді діелектричної матриці з вбудованим в неї шаром періодично розподілених сферичних мідних включень, рис. 6.12. При цьому будемо розглядати ті ж самі значення радіусів включень, що і в попередньому підрозділі дисертації, де розглядалися включення циліндричної форми. Відповідне чисельне FDTD-моделювання у вільному просторі з використанням електродинамічного симулятора PLANC FDTD показало, що: $\epsilon_m = 14,031$ при радіусі сферичних включень $\rho = 0,000025$ м, і $\epsilon_m = 13,642$ при $\rho = 0,00005$ м.

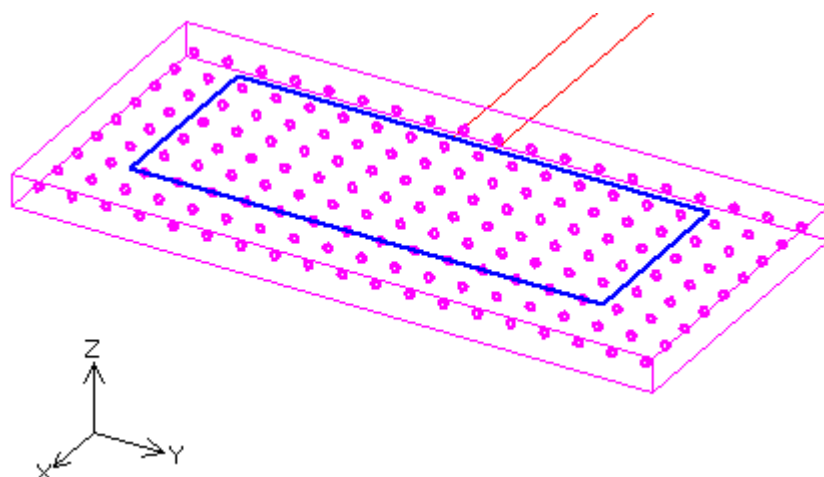


Рис. 6.12. Прямокутна мікросмужкова метаматеріальна антена на композитній підкладці зі сферичними включеннями

На рис. 6.13 наведені спектри S_{11} -параметра еквівалентної мікросмужкової антени з діелектричною підкладкою, а також мікросмужкових антен з метаматеріальними підкладками для випадків $\rho = 0,000025\text{ м}$ і $\rho = 0,00005\text{ м}$.

Як видно з рис. 6.13, спектри розглянутих метаматеріальних антен візуально схожі між собою та їх головні резонанси близькі один до одного (16,58 ГГц для $\rho = 0,000025\text{ м}$ и 16,4 ГГц для $\rho = 0,00005\text{ м}$). Як і у випадку циліндричних включень, у даному випадку (сферичних включень) головні резонанси більше зсунуті праворуч за частотою від теоретично заданого резонансу (15 ГГц), ніж значення головного резонансу еквівалентної антени, яка не залежить від форми включень.

ДС еквівалентної антени і метаматеріальних антен зі сферичними включеннями, що розраховані з використанням ЕМ-симулятора PLANC FDTD на своїх головних резонансах, наведені на рис. 6.14. Як видно з цього рисунка, ДС метаматеріальних антен помітно схожі між собою. Більш того, розподіли полів у ближній зоні на головних резонансах метаматеріальних антен (див. рис. 6.15-6.16) також близькі один до одного за структурою, проте їх інтенсивності можна порівняти з інтенсивністю поля у ближній зоні для головного резонансу еквівалентної антени з діелектричною підкладкою. Останній факт дозволяє зробити висновок про малопридатність використання метаматеріальної антени зі сферичними включеннями для створення гаджетів і

використання їх у мобільному зв'язку.

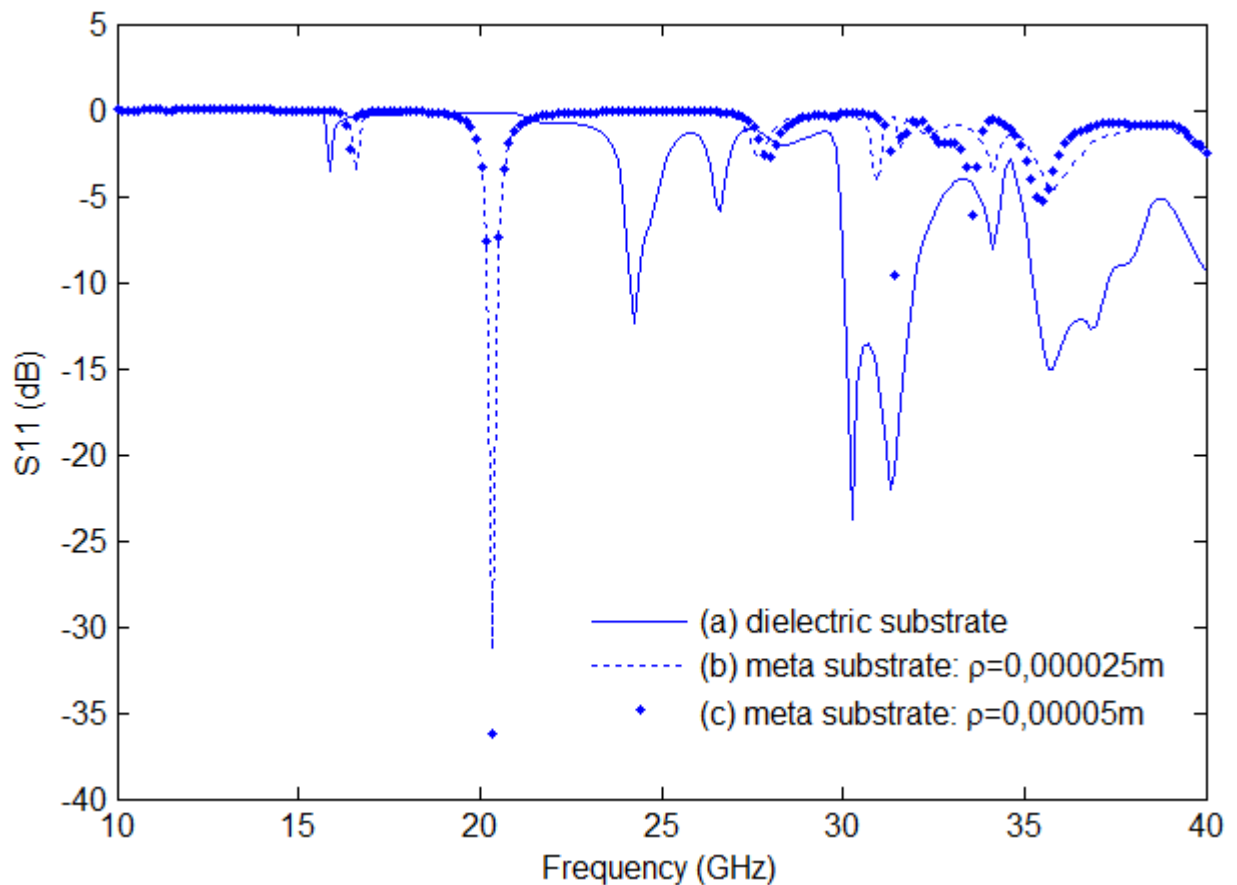


Рис. 6.13. S_{11} -спектр мікросмужкової антени (а) з діелектричною підкладкою ($\epsilon_r = 14,4816$) на частоті 15,84 ГГц, (б) з метаматеріальною підкладкою зі сферичними включеннями з $\rho = 0,000025\text{м}$ на частоті 16,58 ГГц, (с) з метаматеріальною підкладкою зі сферичними включеннями з $\rho = 0,00005\text{м}$ на частоті 16,41 ГГц

Незважаючи на схожість спектрів розглянутих у даному підрозділі антен і полів у ближній зоні на їх головних резонансах, G_{\max} і $KKД$ цих антен відрізняються між собою істотно: так, якщо $\rho = 0,000025\text{м}$, то $G_{\max} = 5,657\text{ dB}$ досягається при $\theta = 50^\circ$, $\varphi = 180^\circ$, а $KKД = 62,9\%$, у той час як при $\rho = 0,00005\text{м}$ - $G_{\max} = 3,826\text{ dB}$ досягається при $\theta = 50^\circ$, $\varphi = 180^\circ$, а $KKД = 39,215\%$.

Таким чином, максимальні значення параметрів поля у далекій зоні G_{\max} і $KKД$ на головному резонансі у разі сферичних включень досягаються при малих значеннях об'ємної частки металевих включень.

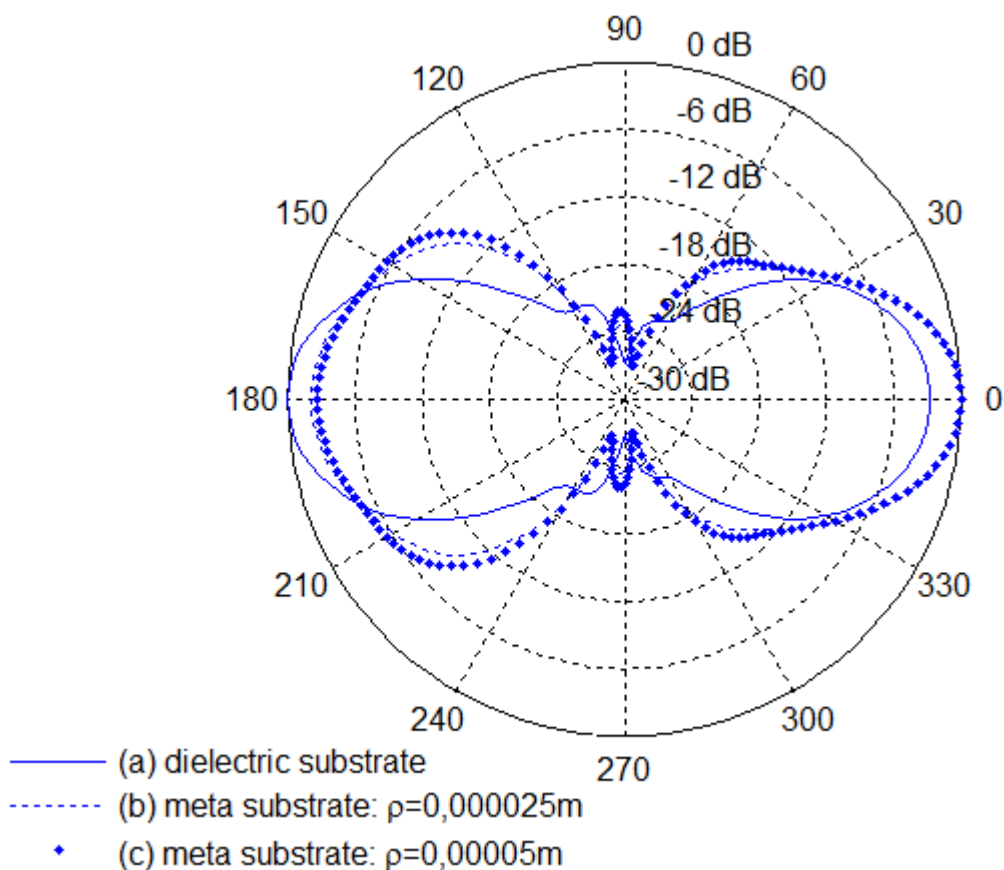


Рис. 6.14. Діаграма спрямованості мікросмужкової антени (а) з діелектричною підкладкою ($\epsilon_r = 14,4816$) на частоті 15,84 ГГц, (б) з метаматеріальною підкладкою зі сферичними включеннями з $\rho = 0,000025\text{м}$ на частоті 16,58 ГГц, (с) з метаматеріальною підкладкою зі сферичними включеннями з $\rho = 0,00005\text{м}$ на частоті 16,41 ГГц

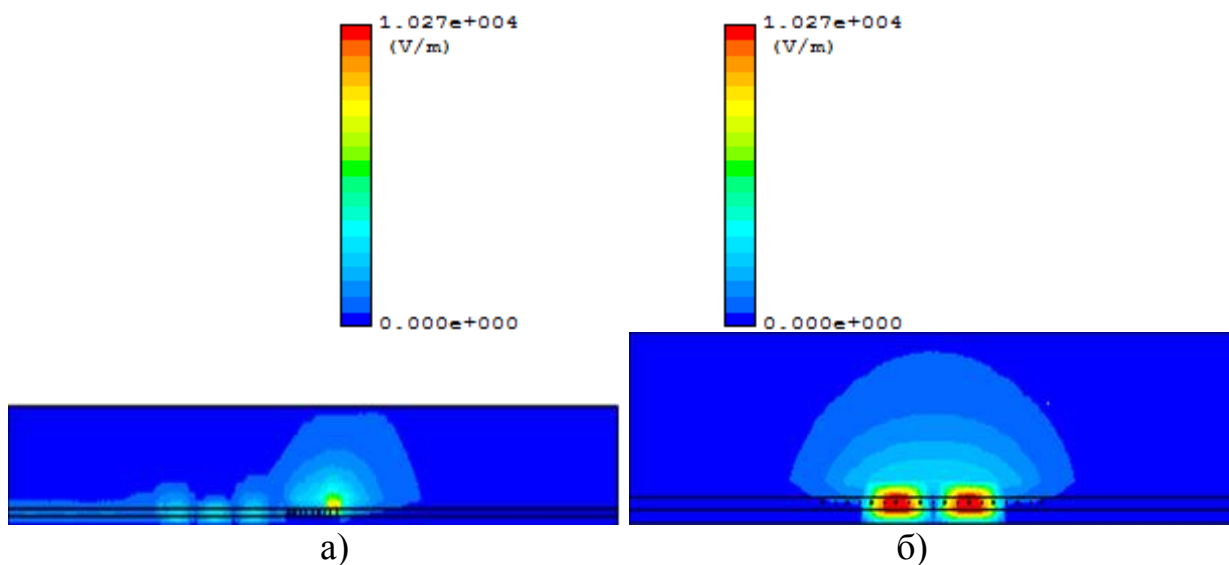


Рис. 6.15. Розподіл поля в ближній зоні мікросмужкової антени з метаматеріальною підкладкою зі сферичними включеннями на частоті 16,58 ГГц в перерізі вздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) ($\epsilon_r = 14,4816$, $\rho = 0,000025\text{м}$)

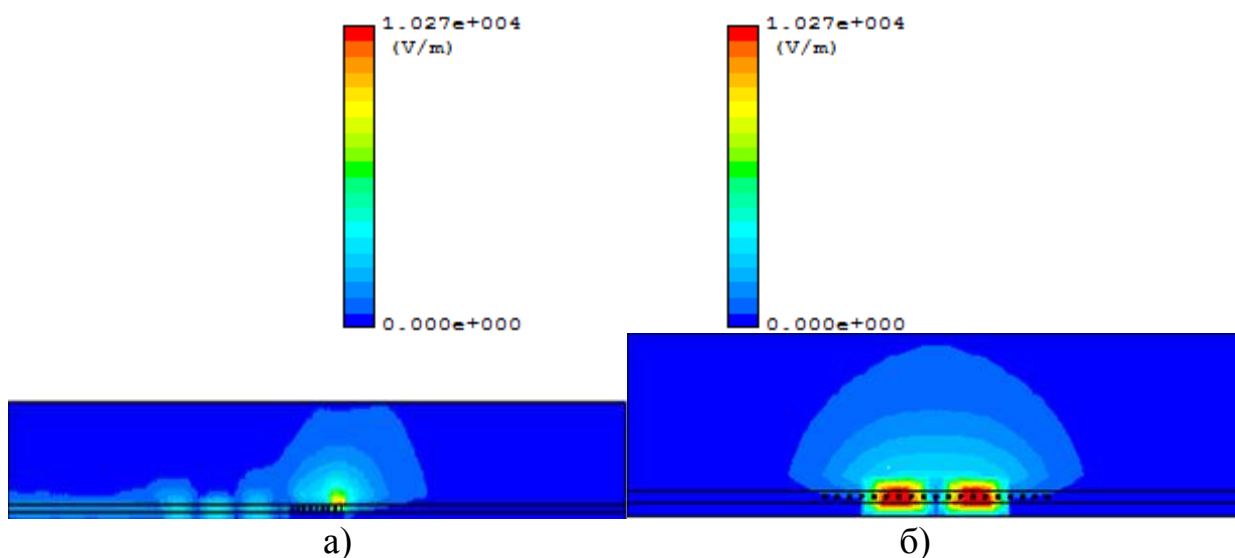


Рис. 6.16. Розподіл поля в ближній зоні мікросмужкової антени з метаматеріальною підкладкою зі сферичними вклученнями на частоті 16,41 ГГц в перерізі вздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) ($\varepsilon_r = 14,4816$, $\rho = 0,00005$ м)

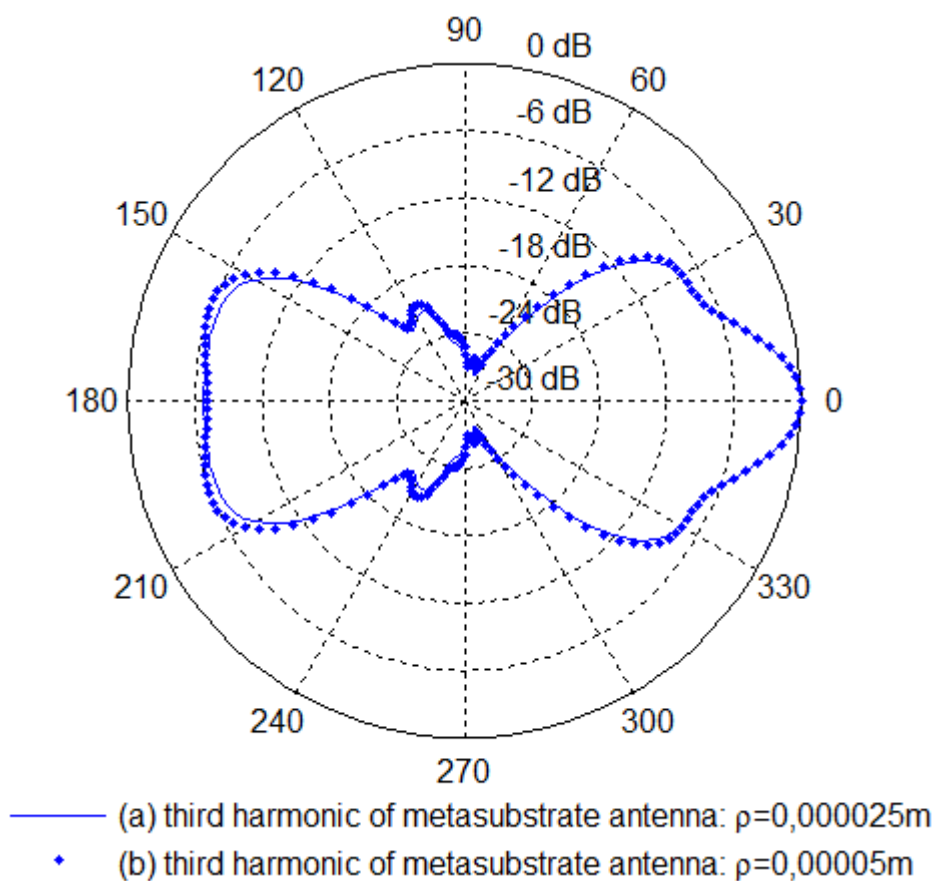


Рис. 6.17. Діаграми спрямованості мікросмужкової антени з метаматеріальною підкладкою зі сферичними вклученнями (а) на частоті 27,69 ГГц при $\rho = 0,000025$ м (б) на частоті 27,94 ГГц при $\rho = 0,00005$ м

Третя гармоніка для кожного з розглянутих значень об'ємної частки

металу включень становить практичний інтерес, оскільки відповідні ДС за формою схожі з ДС еквівалентної антени з діелектричною підкладкою (див. рис. 6.17).

Частоти останніх двох гармонік мають близькі значення. ДС цих гармонік за формою майже ідентичні. Більш того, дані гармоніки мають схожі за структурою розподіли полів у ближній зоні (див. рис. 6.18-6.19), інтенсивності яких виявляються нижчими за інтенсивності розподілу ближнього поля еквівалентної антени з діелектричною підкладкою, що свідчить на користь використання цих гармонік у мобільному зв'язку та при виробництві гаджетів.

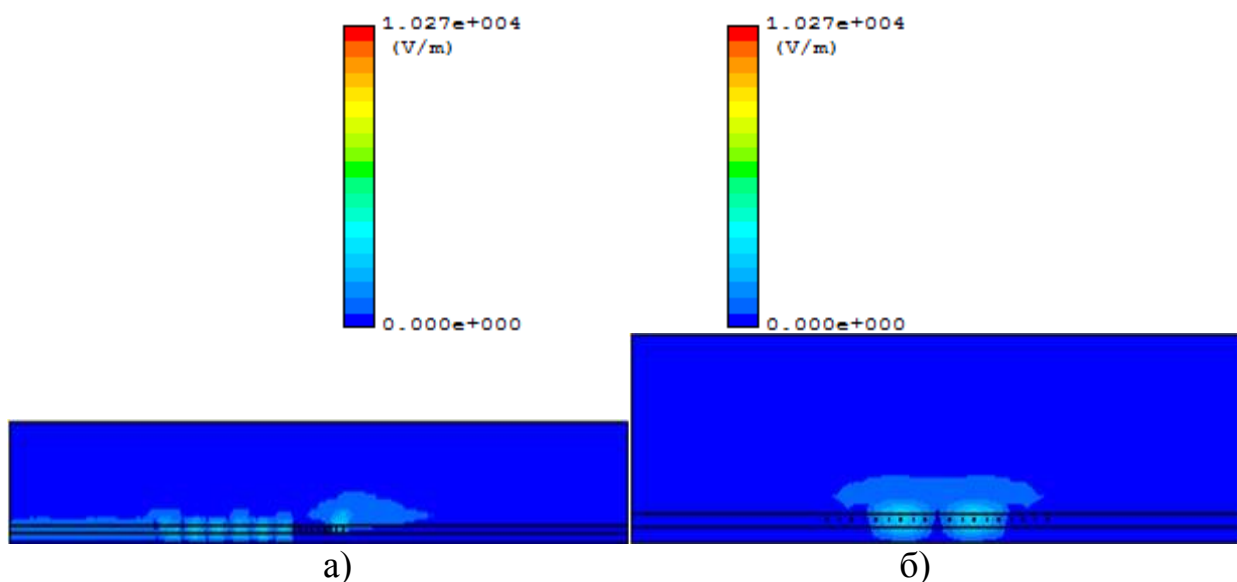


Рис. 6.18. Розподіл поля у ближній зоні мікросмушкової антени з метаматеріальною підкладкою зі сферичними включеннями на частоті 27,69 ГГц в перерізі вздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) ($\epsilon_r = 14,4816$, $r = 0,000025$ м)

Значення параметрів далекого поля G_{\max} і $ККД$ розглянутих гармонік також незначно відрізняються один від одного і відповідних значень для резонансної частоти еквівалентної антени: так, якщо $\rho = 0,000025$ м, то $G_{\max} = 4,882$ dB досягається при $\theta = 80^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, а $ККД = 52,452$ %, у той час як при $\rho = 0,00005$ м - $G_{\max} = 4,145$ dB досягається при $\theta = 80^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, а $ККД = 46,071$ %.

Як показали відповідні чисельні експерименти, розглянуті гармоніки мають максимум коефіцієнта за потужністю G при значеннях кутів, відмінних від кутів максимумів G для всіх вищерозглянутих гармонік усіх вище розглянутих антен. Це дозволяє зробити дуже важливий висновок про мультиспрямованість і двосмугових метаматеріальних антен зі сферичними включеннями.

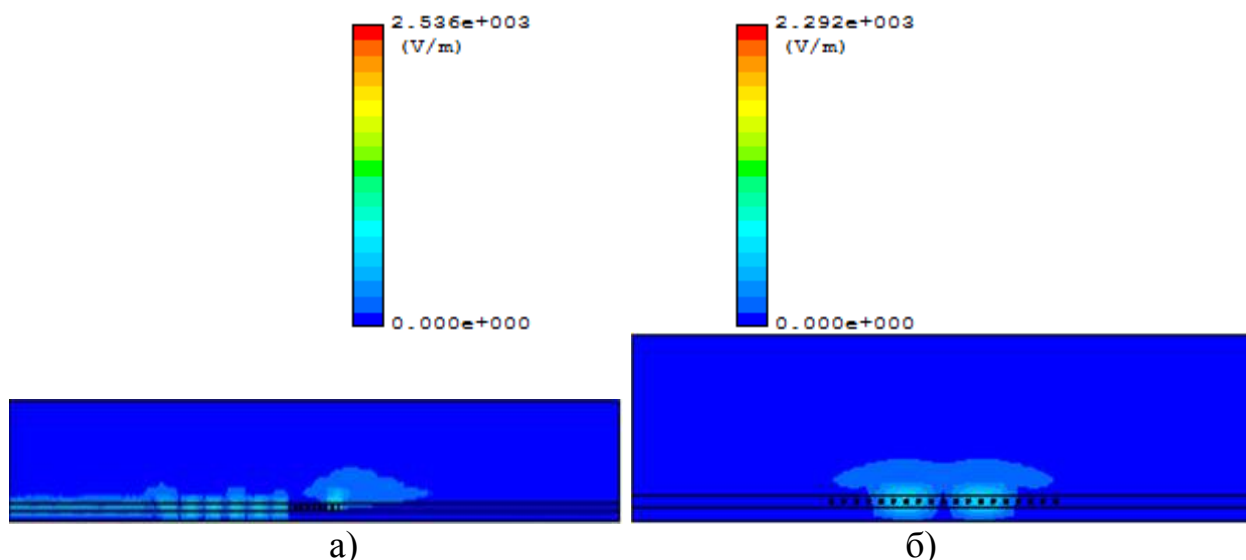


Рис. 6.19. Розподіл поля у ближній зоні мікросмушкової антени з метаматеріальною підкладкою зі сферичними включеннями на частоті 27,94 ГГц в перерізі вздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) ($\epsilon_r = 14,4816$, $r = 0,00005$ м)

Таким чином, з аналізу спектрів S11-параметрів, ДС за напруженістю електричного поля, розподілів ближнього поля розглянутих вище антен і значень параметрів далекого поля G_{\max} і $KKД$ цих антен впливає, що використання метаматеріалів із приростом ефективної діелектричної проникності для виготовлення підкладок мікросмушкових антен дозволяє зменшити лінійні розміри прямокутних мікросмушкових антен і збільшити такі їх характеристики далекого поля, як G_{\max} і $KKД$. Це говорить про перспективність промислового виробництва таких антен при створенні гаджетів і для використання у мобільному зв'язку.

6.1.4. Вузькосмугові додатки антен на основі метаматеріальних підкладок із приростом ефективної діелектричної проникності

Незважаючи на безперечні переваги запропонованої концепції мініатюризації мікросмужкових антен, викладеної в підрозділі 6.1.1, ми повинні відзначити, що дана теорія, власне кажучи, стосується вузькосмугових мікросмужкових антен. Дійсно, згідно з результатами роботи [214], смуга пропускання таких антен (BW) може визначатися наближеним виразом:

$$BW \approx \frac{16}{3\sqrt{2}} \frac{d}{\lambda_r \varepsilon_r}, \quad (6.11)$$

де $\varepsilon_r > 4$ (мається на увазі, що $\mu_r = 1$). Тому діапазон практичних застосувань даної концепції, власне кажучи, дещо обмежений. Ось чому має сенс вказати на основні можливі фізико-технічні додатки для запропонованої вище концепції мініатюризації прямокутних мікросмужкових антен. Спочатку покажемо, що дана концепція може бути використана для створення низькопрофільного ретранслятора / транспондера і інвертора фази НВЧ.

Підставляючи вирази (6.8) і (3.15) до формули (3.14), після деяких перетворень отримаємо для ефективної відносної діелектричної проникності мікропосмужкової антени:

$$\varepsilon_{\text{reff}} = \frac{\varepsilon_r}{2} \left(1 + \frac{8}{\varepsilon_r^{3/4}} \right). \quad (6.12)$$

Як видно з рівності (6.12), $\varepsilon_{\text{reff}} > \varepsilon_r/2$. Це означає, що $\varepsilon_{\text{reff}} > 1$. Щоб зрозуміти наслідок даного результату з фізичної точки зору, розглянемо похиле падіння плоскої монохроматичної ЕМ-хвилі на поверхню антени. Для далекого поля антени дана постановка задачі розсіювання плоскої хвилі на поверхні мікросмужкової антени може бути замінена на задачу про похиле

падіння плоскої хвилі під кутом φ на плоску границю розділу вільного простору з коефіцієнтом заломлення n_0 і середовища з коефіцієнтом заломлення n_{eff} (див. рис. 3.33), де $n_{eff} = \sqrt{\epsilon_{eff}}$ – ефективний коефіцієнт заломлення антени (передбачається, що підкладка немагнітна, тобто $\text{Re}(\mu_{eff}) \approx 1$). Тоді відповідно до закону Снеліуса: $n_0 \sin \varphi = n_{eff} \sin \theta$. Якщо $\text{Re}(n_{eff}) \gg 1$, то кут заломлення θ має бути малим. У цьому випадку коефіцієнти відбиття Френеля для s - і p - поляризацій визначаються наступними наближеннями [83]:

$$\left. \begin{aligned} R_s &= \frac{\cos \varphi - \sqrt{\epsilon_{eff}}}{\cos \varphi + \sqrt{\epsilon_{eff}}}, \\ R_p &= \frac{\sqrt{\epsilon_{eff}} \cdot \cos \varphi - 1}{\sqrt{\epsilon_{eff}} \cdot \cos \varphi + 1}, \end{aligned} \right\} \quad (6.13)$$

Як видно з рівності (6.13), у випадку немагнітної підкладки: $\lim_{\epsilon_{eff} \rightarrow +\infty} R_s = -1$, і $\lim_{\epsilon_{eff} \rightarrow +\infty} R_p = 1$. Таким чином, при прирості ефективної відносної діелектричної проникності підкладки мікросмужкової антени: $R_s \approx -1$ і $R_p \approx 1$. Це означає, що ЕМ-хвилі, що падають на поверхню антени, ефективно відбиваються від неї в разі p -поляризації, а в разі s -поляризації відбита хвиля також інвертує фазу. Це означає, що запропоновані вище метаматеріальні антени можуть бути використані для створення компактних ретрансляторів, транспондерів і інверторів фази.

Покажемо тепер, що запропонована концепція може бути ефективно використана для створення мініатюрної антенної решітки. Як відомо із загальної теорії антенних решіток [213], антенна решітка має тільки головну пелюстку, якщо дистанція між двома будь-якими її суміжними випромінюючими елементами є меншою за довжину хвилі. Нехай ширина випромінюючого елемента визначається виразом:

$$W_{eff} = W + 2\Delta W, \quad (6.14)$$

тут, як і раніше у підрозділі 3.4, W - ширина патча антени, а ΔW - ширина крайових ефектів за шириною патча антени, яка згідно з результатами роботи [214], може бути оцінена за допомогою рівності:

$$\Delta W \approx \frac{\ln 4}{\pi} d. \quad (6.15)$$

Таким чином, лінійні розміри випромінюючого елемента антеною решітки обмежені довжиною L_{eff} і шириною W_{eff} . Далі припустимо, що суміжні випромінюючі елементи решітки торкаються один одного. Тоді вищезгадана умова наявності у решітки лише тільки головної пелюстки може бути виражена нерівністю:

$$2\Delta W < \lambda_r. \quad (6.16)$$

Підставляючи рівності (6.8) і (6.15) до нерівності (6.16), отримаємо обмеження на значення відносної діелектричної проникності матеріалу підкладки антени:

$$\varepsilon_r < \frac{384\pi\sqrt{2}}{\ln 8} \approx 1230,6662. \quad (6.17)$$

Остання умова виконується для розглянутих вище метаматеріалів, запропонованих для виготовлення підкладки мініатюрних мікросмужкових антен, а значить і випромінюючих елементів антенної решітки, що створюється на основі мініатюрних метаматеріальних прямокутних мікросмужкових антен.

Таким чином, виходячи з результатів даного підрозділу, можна зробити висновок, що запропонована вище концепція створення метаматеріальних прямокутних мікросмужкових антен із мініатюризованим профілем може

бути також використана для створення мініатюрних НВЧ-ретрансляторів, транспондерів НВЧ, НВЧ-інверторів фази і мініатюрних антенних решіток НВЧ-діапазону.

6.2. Використання метаматеріальних підкладок із приростом ефективної магнітної проникності для мініатюризації широкосмугових прямокутних мікросмужкових антен

6.2.1. Концепція мініатюризації прямокутних мікросмужкових антен на основі використання метаматеріальних підкладок із приростом ефективної магнітної проникності

Як було відзначено в попередньому підрозділі, запропонована вище концепція мініатюризації профілю мікросмужкових антен НВЧ-діапазону має істотний недолік: створювані на основі цієї концепції мініатюрні антени є вузькосмуговими, тоді як безліч додатків вимагає наявності у антени широкої смуги випроміння. Щоб вирішити дану проблему, необхідно створити концепцію мініатюризації антен, в основу якої б лягло створення мікросмужкових антен із метаматеріальними підкладками, які характеризувалися б лише приростом ефективної відносної магнітної проникності, у той час як дійсна частина ефективної відносної діелектричної проникності була б рівною або близькою до одиниці. Згідно з результатами роботи [214], робоча смуга таких антен визначається наближеним виразом:

$$BW \approx \frac{4}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \frac{d}{\lambda_r}, \quad (6.18)$$

де $\mu_r > 4$.

Для створення відповідної концепції мініатюризації необхідно отримати вирази, аналогічні до виразів (3.14)-(3.17) на випадок метаматеріальної підкладки з $\text{Re}(\varepsilon_r) \approx 1$ і $\text{Im}(\varepsilon_r) \approx 0$ (рис. 6.20). Для цього застосуємо до виразів (3.14)-(3.17) принцип дуальності для діелектричної ε і магнітної μ проникностей [215]:

$$\mu \leftrightarrow \frac{1}{\varepsilon}. \quad (6.19)$$

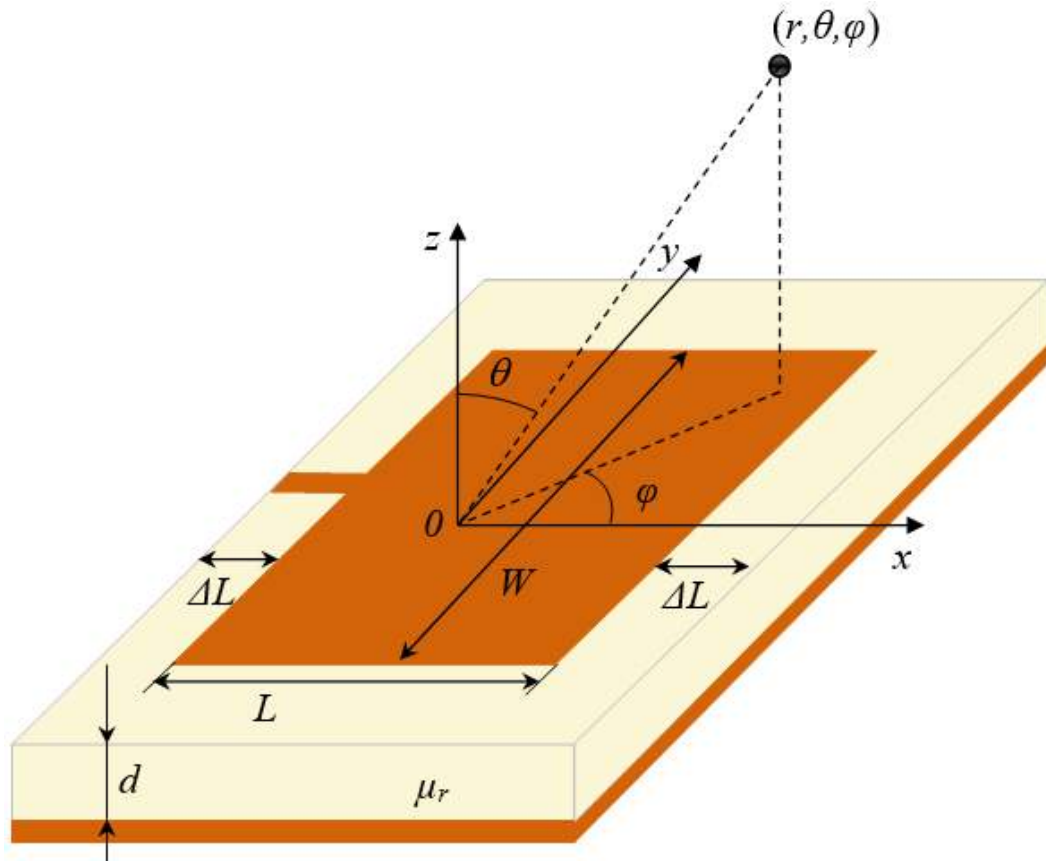


Рис. 6.20. Прямокутна магнітна мікросмужкова антена, що живиться через патч

Зробивши заміну (6.19) у виразах (3.14)-(3.17), отримаємо вираз для ефективної довжини антени

$$L_{eff} = L + 2\Delta L = \frac{c}{2f_r \sqrt{\mu_{reff}}}, \quad (6.20)$$

де ширина крайових ефектів за довжиною антени визначається рівністю:

$$\Delta L = 0.412d \frac{(\mu_{reff} + 0.3)(W/d + 0.264)}{(\mu_{reff} - 0.258)(W/d + 0.8)}, \quad (6.21)$$

тут μ_{reff} – ефективна відносна магнітна проникність антени, вираз для якої отримаємо за допомогою заміни (6.19) у рівності (3.14)

$$\mu_{\text{reff}} = \frac{\mu_r + 1}{2\mu_r} + \frac{1 - \mu_r}{2\mu_r} \left[1 + 12 \frac{d}{W} \right]^{-1/2}, \quad (6.22)$$

де μ_r – відносна магнітна проникність підкладки антени. Ширину патча антени отримаємо аналогічно заміною (6.19) у рівності (3.15)

$$W = \frac{c}{2f_r} \sqrt{\frac{2\mu_r}{1 + \mu_r}}. \quad (6.23)$$

З рівностей (6.19)-(6.22) видно, що ефективна довжина антени зменшується з ростом ефективної відносної магнітної проникності антени. У свою чергу відносна магнітна проникність антени збільшується з ростом відносної магнітної проникності підкладки. Це принципово дозволяє зменшувати розміри мікросмужкової антени, збільшуючи величину відносної магнітної проникності її підкладки. Проте однорідний матеріал не може бути використаний в якості підкладки, оскільки при такому виборі між патчем і металевим екраном підкладки утворюється висока паразитна ємність, що обмежує випромінювальні характеристики антени. Звідси виходить, що для мініатюризації профілю мікросмужкової антени може бути обраний метаматеріал із приростом ефективної відносної магнітної проникності ($\mu_r > 1$).

Підставляючи рівності (6.21)-(6.23) до формули (6.20), отримаємо вираз для довжини патча антени:

$$L(d, \lambda_r, \mu_r) = \frac{\lambda_r}{2} \left(\frac{1 + 1/\mu_r}{2} - \frac{1 - 1/\mu_r}{2} \left(1 + 12\sqrt{2} \frac{d}{\lambda_r} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_r}} \right)^{-1/2} \right)^{-\frac{1}{2}} -$$

$$0,824d \cdot \frac{\frac{1}{\mu_r} - 1 + \left(1,6 + \frac{1}{\mu_r}\right) \sqrt{1 + 12\sqrt{2} \frac{d}{\lambda_r} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_r}}}}{\frac{1}{\mu_r} - 1 + \left(0,484 + \frac{1}{\mu_r}\right) \sqrt{1 + 12\sqrt{2} \frac{d}{\lambda_r} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_r}}}} \frac{1 + 0,264 \cdot \sqrt{2} \frac{d}{\lambda_r} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_r}}}{1 + 0,8 \cdot \sqrt{2} \frac{d}{\lambda_r} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_r}}}. \quad (6.24)$$

Площа патча антени, як і раніше, визначається рівністю (6.1), а його об'єм визначається рівністю (6.3). Підставляючи рівності (6.23)-(6.24) у рівність (6.1), отримаємо вираз для площі патча антени

$$S(d, \lambda_r, \mu_r) = \frac{1}{2} \lambda_r^2 \left(\left(1 + \frac{1}{\mu_r}\right)^2 - \left(1 - \frac{1}{\mu_r^2}\right) \left(1 + 12\sqrt{2} \frac{d}{\lambda_r} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_r}}\right)^{-1/2} \right)^{-\frac{1}{2}} - \frac{0,824 \lambda_r d}{\sqrt{2 \left(1 + \frac{1}{\mu_r}\right) \frac{1}{\mu_r} - 1 + \left(0,484 + \frac{1}{\mu_r}\right) \sqrt{1 + 12\sqrt{2} \frac{d}{\lambda_r} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_r}}}}} \frac{1 + 0,264 \cdot \sqrt{2} \frac{d}{\lambda_r} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_r}}}{1 + 0,8 \cdot \sqrt{2} \frac{d}{\lambda_r} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_r}}}. \quad (6.25)$$

$S(d, \lambda_r, \mu_r)$ – монотонна зростаюча функція μ_r і монотонно спадна функція d (рис. 6.21). Площа патча при фіксованих значеннях d і λ_r має асимптоту $S_a = \lim_{\mu_r \rightarrow +\infty} S(d, \lambda_r, \mu_r)$. Функція $S(d, \lambda_r, \mu_r)$ також швидко досягає насичення, - при відносно невеликих значеннях μ_r ($\mu_r \geq 20$) досягає значень, які мають порядок, що дорівнює порядку значення значення самої величини S_a .

Підставляючи вираз (6.25) до виразу (6.3), отримаємо вираз для об'єму профілю антени, який перебуває під патчем антени:

$$V(d, \lambda_r, \mu_r) = \frac{d \lambda_r^2}{2} \left(\left(1 + \frac{1}{\mu_r}\right)^2 - \left(1 - \frac{1}{\mu_r^2}\right) \left(1 + 12 \frac{\sqrt{2} d}{\lambda_r} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_r}}\right)^{-1/2} \right)^{-\frac{1}{2}} -$$

$$\frac{0.824\lambda_r d^2}{\sqrt{2\left(1+\frac{1}{\mu_r}\right)}} \left(\frac{\frac{1}{\mu_r} - 1 + \left(1.6 + \frac{1}{\mu_r}\right) \sqrt{1 + 12 \frac{\sqrt{2}d}{\lambda_r} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_r}}}}{\frac{1}{\mu_r} - 1 + \left(0.484 + \frac{1}{\mu_r}\right) \sqrt{1 + 12 \frac{\sqrt{2}d}{\lambda_r} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_r}}}} \right) \frac{1 + 0.264 \frac{\sqrt{2}d}{\lambda_r} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_r}}}{1 + 0.8 \frac{\sqrt{2}d}{\lambda_r} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_r}}} \quad (6.26)$$

Як видно з рис. 6.22, об'єм профілю антени V визначається рівностями (6.3) і (6.26) і являє собою монотонну зростаючу функцію змінної μ_r .

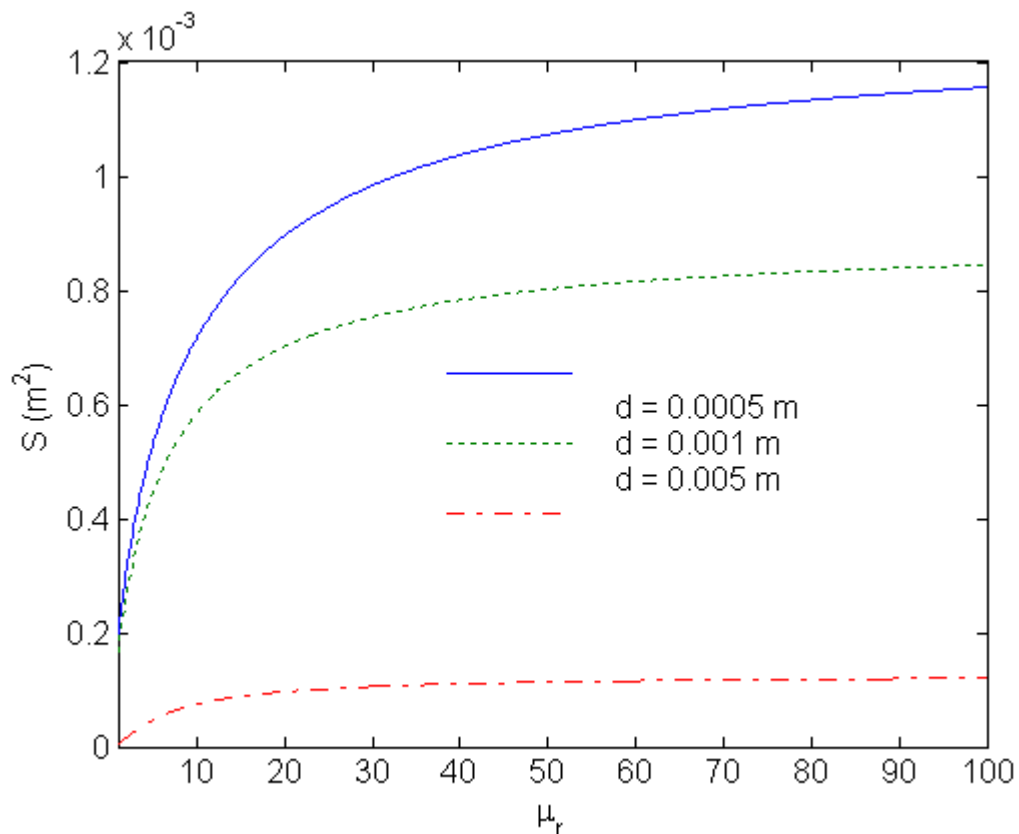


Рис. 6.21. Залежність площі профілю прямокутної мікросмушкової антени S від відносної магнітної проникності μ_r на частоті $f_r = 15$ ГГц

Об'єм профілю антени $V(d, \lambda_r, \mu_r)$ при фіксованих значеннях змінних d і λ_r має асимптоту $V_a = d \cdot \lim_{\mu_r \rightarrow +\infty} S(d, \lambda_r, \mu_r)$. Більш того, $V(d, \lambda_r, \mu_r)$ як функція змінної μ_r швидко досягає насичення, - тобто при відносно невеликих значеннях μ_r ($\mu_r \geq 20$) функція $V(d, \lambda_r, \mu_r)$ досягає значень з порядком величини V_a (див. рис. 6.21). Даний результат полегшує практичну реалізацію мініатюрних мікросмушкових антен з магнітною підкладкою.

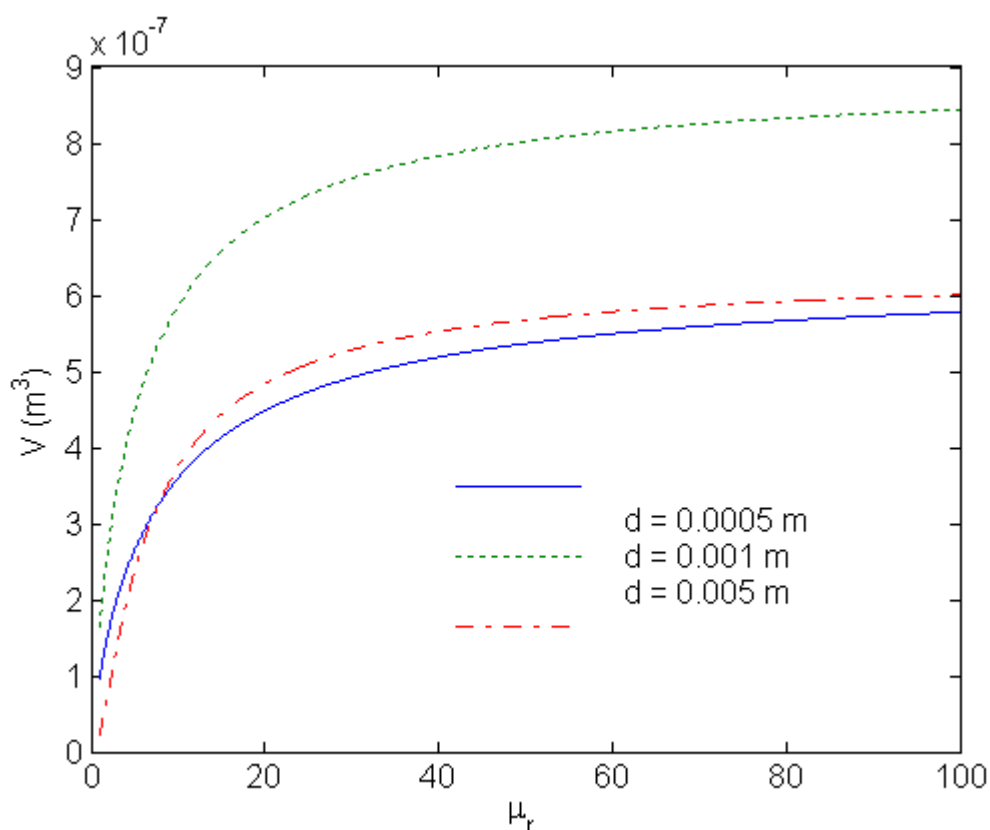


Рис. 6.22. Залежність об'єму профілю прямокутної мікросмужкової антени V від відносної магнітної проникності μ_r на частоті $f_r = 15$ ГГц

Оскільки об'єм антени, що перебуває під патчем антени з метаматеріальною підкладкою з приростом магнітної проникності, є монотонно зростаючою функцією μ_r і не має мінімуму як функція d , то неможливо знайти формулу для оптимальних лінійних розмірів патча, подібних рівностям (6.9) у разі антен з підкладками, виготовленими з метаматеріальних зразків з приростом відносної діелектричної проникності. Проте, порівнюючи рис. 6.2 з рис. 6.21, а також рис. 6.3 з рис. 6.22, можна зробити висновок про принципову можливість домогтися більшої мініатюризації мікросмужкових антен при використанні підкладок з приростом ефективної магнітної проникності, ніж при використанні підкладок з приростом ефективної діелектричної проникності. Це також очевидно випливає з наведених нижче граничних рівностей:

$$\left. \begin{aligned} \lim_{\mu_r \rightarrow +\infty} V(d, \lambda_r, \mu_r) &= \frac{d}{2} \lambda_r^2 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + 12\sqrt{2} d / \lambda_r}} \right)^{-\frac{1}{2}} - \\ &- \frac{0.824}{\sqrt{2}} \lambda_r d^2 \left(\frac{1 - 1.6\sqrt{1 + 12\sqrt{2} d / \lambda_r}}{1 - 0.484\sqrt{1 + 12\sqrt{2} d / \lambda_r}} \right) \frac{1 + 0.264 \cdot \sqrt{2} d / \lambda_r}{1 + 0.8 \cdot \sqrt{2} d / \lambda_r}, \\ \lim_{\varepsilon_r \rightarrow +\infty} V(d, \lambda_r, \varepsilon_r) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (6.27)$$

де перша гранична рівність відноситься до випадку підкладок із приростом магнітної проникності, а друга гранична рівність - до випадку підкладок із приростом діелектричної проникності.

Ще однією перевагою концепції мініатюризації мікросмужкових антен за рахунок використання підкладок із приростом діелектричної проникності, запропонованої у підрозділі 6.1.1, є більш низьке за ціною виготовлення метаматеріалів із приростом ефективної діелектричної проникності, ніж метаматеріалів із приростом ефективної магнітної проникності. У той же час друга концепція мініатюризації мікросмужкових антен має дві переваги перед першою концепцією: по-перше, вона розроблена виключно для вузькосмугових антен, у той час як друга концепція принципово дозволяє створювати широкосмугові антени; по-друге, система рівності для оптимального дизайну антени (6.9), яка відповідає метаматеріальним антенам з приростом відносної діелектричної проникності, отримана лише для діапазону частот від одного ГГц до декількох десятків ГГц.

6.2.2. Моделювання випромінювання мікросмужкової антени на основі магнітної метаматеріальної підкладки з циліндричними включеннями

Виконаємо теоретичну апробацію ідеї мініатюризації прямокутних мікросмужкових антен за допомогою використання магнітних метаматеріальних підкладок шляхом чисельного моделювання характеристик далекого і ближнього полів антен із використанням симулятора PLANC

FDTD, як це було зроблено у підрозділі 6.1 у випадку немагнітних метаматеріальних підкладок. Лінійні розміри антени будемо розраховувати за допомогою рівностей (6.20)-(6.24) для частоти $f_r = 15$ ГГц.

В якості метаматеріалу для підкладки виберемо метаматеріальну пластину, подібну за структурою до метаматеріального зразка, що представлено на фото рис. 3.4. Нехай намагнічені залізні кругові циліндри вставлені в повітряну матрицю. Для того, щоб порівняти основну ідею мініатюризації мікросмужкових антен підрозділу 6.2.1 з концепцією мініатюризації, викладеною в попередньому підрозділі, теоретичну апробацію концепції даного підрозділу будемо проводити для антени з $d = 0,0004$ м, $r = 0,00005$ м і $\varepsilon_m = 1$. Таке значення радіуса включень і повітряна матриця обрані для того, щоб підкладка мала малі втрати, а дійсна частина ефективної відносної діелектричної проникності була близькою до одиниці. Останні дві умови є необхідними при використанні виразів (6.21)-(6.24). Розрахунки по цим формулами показують, що для обраної товщини підкладки $L \sim 10^{-4}$ м і $W \sim 10^{-2}$ м. Проте, при невеликих значеннях μ_r (порядка одиниць) можна домогтися мініатюризації площі патча метаматеріальної антени у порівнянні з площею патча еквівалентної антени з діелектричною підкладкою тієї ж самої товщини. Так, наприклад, розрахунки з використанням рівностей (6.23)-(6.24) для $d = 0,0004$ м і $\mu_r = 4$ дають результат: $L = 0,000489$ м и $W = 0,019$ м. У цьому випадку (розрахунки проводилися за допомогою рівності (6.10)), виграш у площі патча метаматеріальної антени у порівнянні з патчем еквівалентної антени з діелектричною підкладкою становить 55,9 %. Якщо ж $\mu_r = 3$, то маємо $L = 0,0004155$ м і $W = 0,0184$ м, а виграш у площі патча метаматеріальної антени у порівнянні з патчем еквівалентної антени з діелектричною підкладкою становить 63,7 %. Дані значення виграшу помітно вище, ніж виграш для антени з приростом ефективної діелектричної проникності підкладки (42,4%). При цьому параметри поля антени в далекій зоні з приростом ефективної відносної магнітної проникності підкладки

виявляються вищими, ніж аналогічні параметри поля антени з приростом ефективної відносної діелектричної проникності підкладки.

Як впливає з останніх розрахунків, а також графіків рис. 6.20-6.21, чим меншим є приріст ефективної магнітної проникності підкладки, тим більшим є виграш за площею профілю антени. Проте, зі зменшенням значення ефективної відносної магнітної проникності підкладки зменшується лінійний розмір L підкладки, що призводить до технічних складнощів при виготовленні підкладок.

Проведемо оцінку характеристик одношарової метаматеріальної антени з приростом ефективної відносної магнітної проникності її підкладки на прикладі двох значень проникностей ($\mu_r = 3$ і $\mu_r = 4$) і двох значень радіусів металевих дротів ($r = 0,000025$ м і $r = 0,00005$ м).

FDTD-моделювання у вільному просторі показало, що при $\mu_r = 3$, $d = 0,0004$ м і $r = 0,000025$ м залізні циліндри метаматеріальної підкладки повинні бути намагнічені таким чином, щоб $\mu_i = 701,14$. Також моделювання показало, що при $\mu_r = 4$, $d = 0,0004$ м і $r = 0,000025$ м циліндри підкладки повинні бути намагнічені таким чином, щоб $\mu_i = 1055,471$.

На рис. 6.23 представлено спектри параметра S_{11} для еквівалентної антени з діелектричною підкладкою, метаматеріальної магнітної антени для $\mu_r = 3$ і метаматеріальної магнітної антени для $\mu_r = 4$, а на рис. 6.23 представлено ДС цих антен за напруженістю електричного поля.

Як видно з рис. 6.23, головний резонанс першої метаматеріальної антени з магнітною підкладкою ($\mu_r = 3$) майже збігається з теоретичним резонансом (14,98 ГГц), у той час як головний резонанс другої метаматеріальної антени з магнітною підкладкою ($\mu_r = 4$) помітно зсунуто праворуч (16,91 ГГц), що багато в чому обумовлено просторовою дисперсією ЕМ-хвилі, яка дифрагує на решітці з металевих дротів (включень підкладки).

З рис. 6.24 видно, що ДС розглянутих метаматеріальних антен з магнітними підкладками істотно відрізняються як між собою, так і в порівнянні з ДС еквівалентної антени з діелектричною підкладкою. А головні і задні пелюстки у цих антен прямо протилежні за кутом φ .

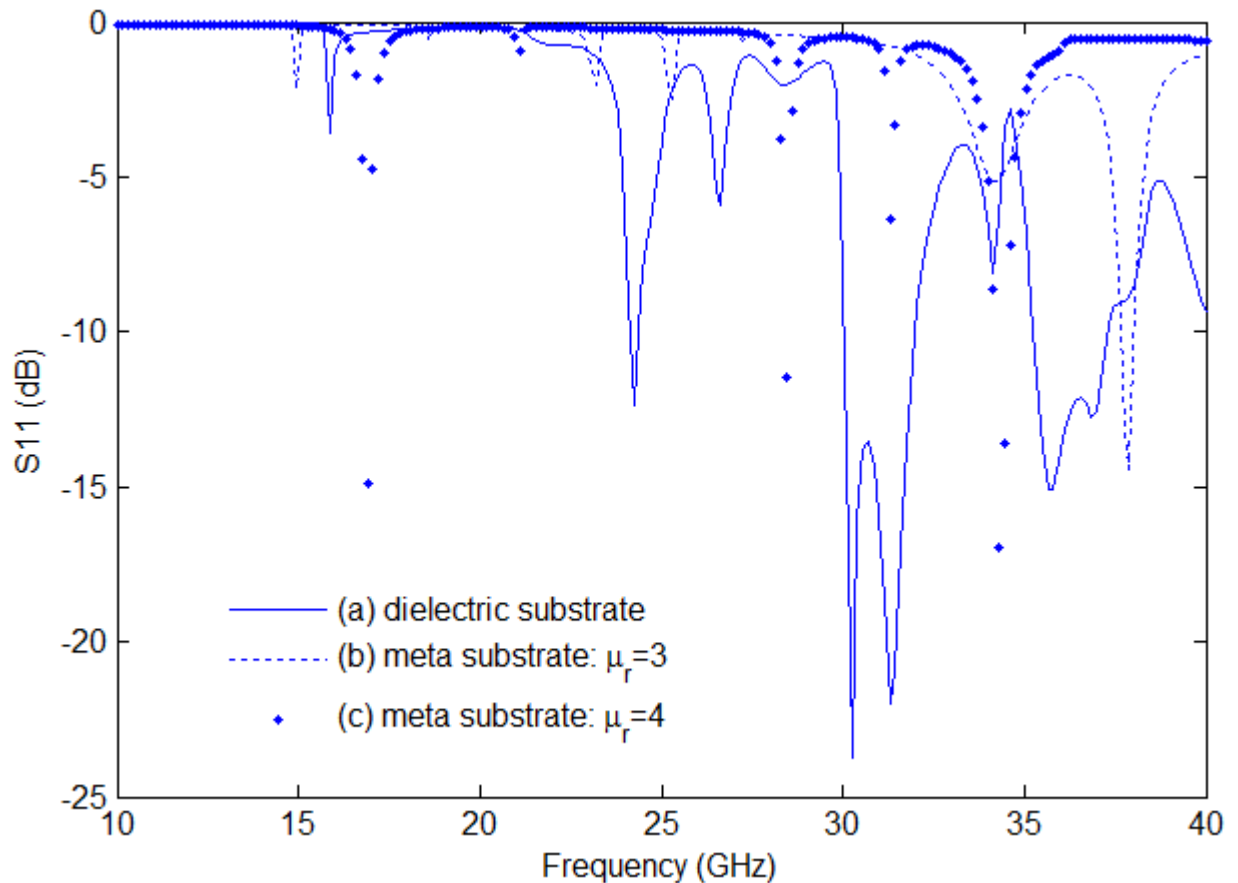


Рис. 6.23. S_{11} -спектр мікросмужкової антени (а) з діелектричною підкладкою ($\varepsilon_r = 14,4816$), (б) з метаматеріальною магнітною підкладкою з циліндричними включеннями з $r = 0,000025$ м і $\mu_r = 3$, (с) з метаматеріальною магнітною підкладкою з циліндричними включеннями з $r = 0,000025$ м і $\mu_r = 4$

FDTD-модельовання для полів у далекій зоні розглянутих метаматеріальних антен показує, що $G_{\max} = 6,69$ dB при $\theta = 50^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ і $KKД = 50,186\%$ при $\mu_r = 3$, у той час як при $\mu_r = 4$, $G_{\max} = 5,26$ dB при $\theta = 50^\circ$, $\varphi = 0$, а $KKД = 43,487\%$. Як видно з останніх результатів, значення G_{\max} є вищим для метаматеріальних антен, а значення $KKД$ - для еквівалентної антени з діелектричною підкладкою.

У той же час, порівнюючи поля у ближній зоні для розглянутих метаматеріальних антен із магнітними підкладками (рис. 6.25-6.26) з аналогічними розподілами полів для еквівалентної антени з діелектричною підкладкою (рис. 6.7), не можна не помітити перевагу другої за інтенсивністю у порівнянні з першими. Останній факт говорить про перспективність використання запропонованих метаматеріальних антен у мобільному зв'язку і для виробництва гаджетів.

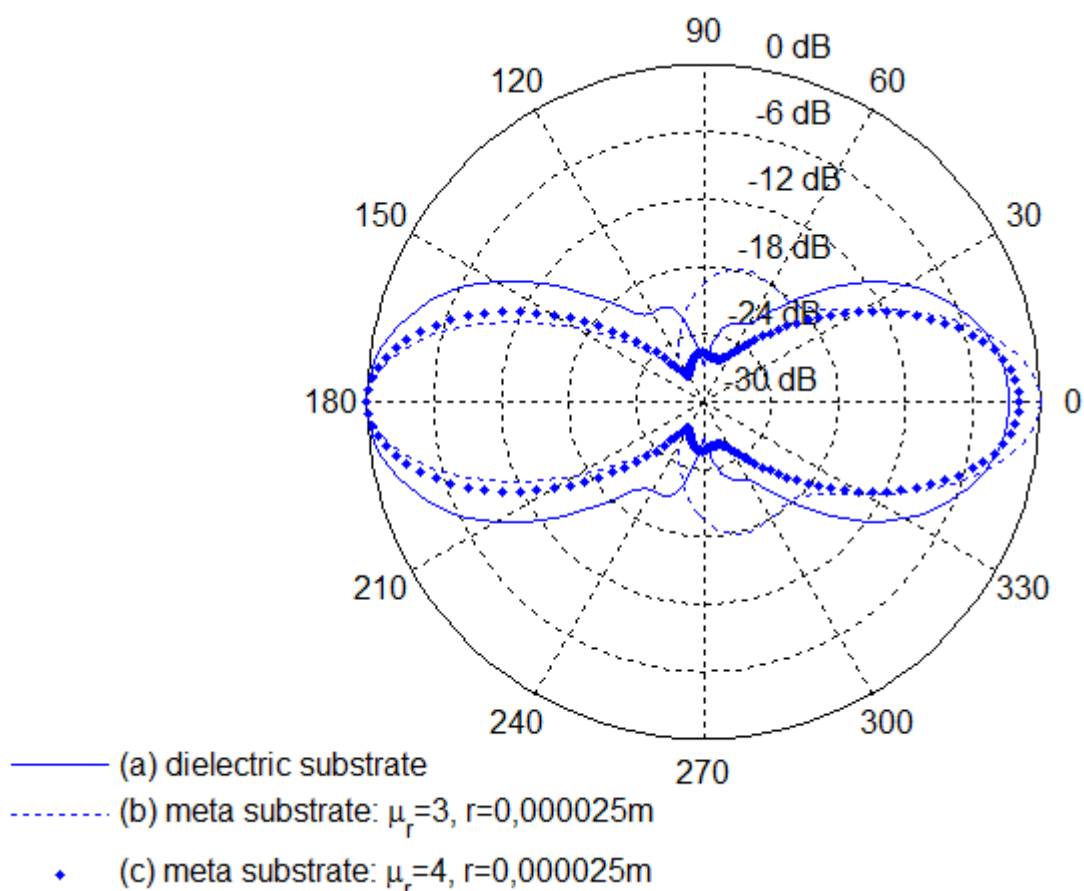


Рис. 6.24. Діаграми спрямованості за напруженістю електричного поля мікросмушкової антени (a) з діелектричною підкладкою ($\epsilon_r = 14,4816$) на частоті 15,84 ГГц, (b) з метаматеріальною магнітною підкладкою з циліндричними включеннями з $r = 0,000025\text{ м}$ і $\mu_r = 3$ на частоті 14,98 ГГц, (c) з метаматеріальною магнітною підкладкою з циліндричними включеннями з $r = 0,000025\text{ м}$ і $\mu_r = 4$ на частоті 16,91 ГГц

Додаткове FDTD-моделювання показало, що вищі гармоніки розглянутих метаматеріальних антен не представляють будь-якого практичного інтересу.

Як було зазначено раніше, вирази (6.20)-(6.25) отримані в припущенні, що $\varepsilon_r = 1$. Проте, як показує відповідне FDTD-модельювання у вільному просторі, $\varepsilon_r \approx 1,072 + 10^{-3}i$. Останнє означає, що запропонована в підрозділі 6.2.1 теорія може бути використана і для випадків, коли $\varepsilon_r = 1 + \Delta$, де $\Delta < 0,15$.

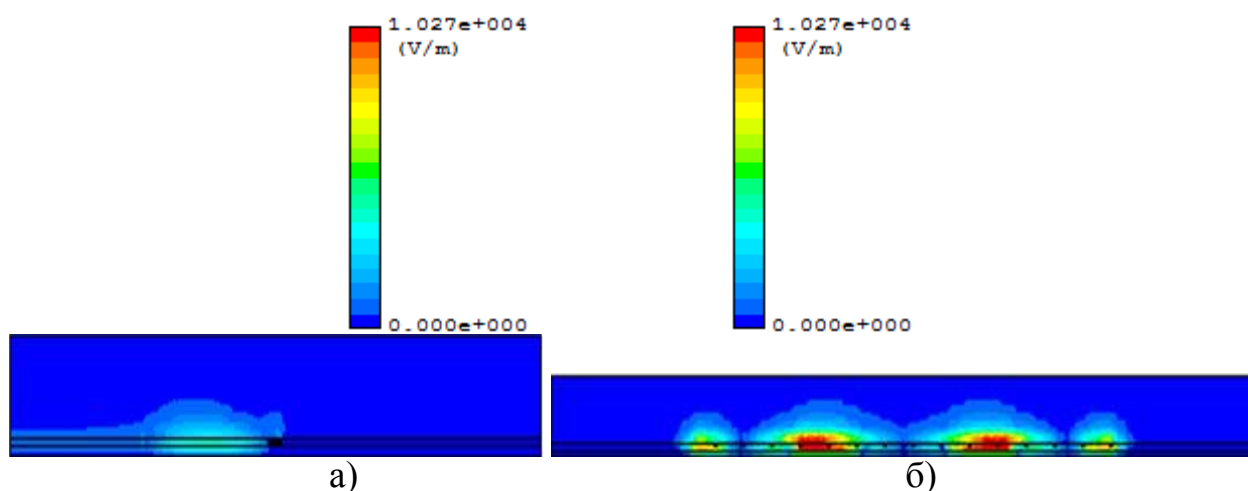


Рис. 6.25. Розподіл поля у ближній зоні мікросмужкової антени з метаматеріальною магнітною підкладкою з циліндричними вклученнями на частоті 14,98 ГГц в перерізі вздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) ($\mu_r = 3$, $r = 0,000025$ м)

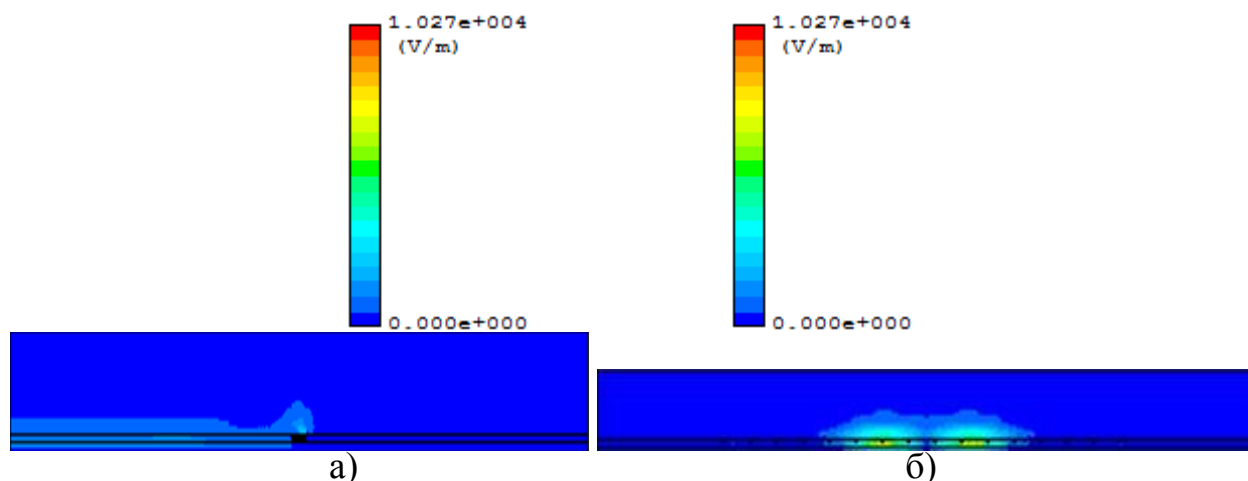


Рис. 6.26. Розподіл поля у ближній зоні мікросмужкової антени з метаматеріальною магнітною підкладкою з циліндричними вклученнями на частоті 16,91 ГГц в перерізі вздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) ($\mu_r = 4$, $r = 0,000025$ м)

Розглянемо випадок великих об'ємів металевих включень:
 $r = 0,00005$ м.

FDTD-моделювання у вільному просторі показало, що при $\mu_r = 3$, $d = 0,0004$ м і $r = 0,00005$ м залізні циліндри метаматеріальної підкладки повинні бути намагнічені таким чином, щоб $\mu_i = 181,2157$. Також чисельне моделювання показало, що при $\mu_r = 4$, $d = 0,0004$ м і $r = 0,00005$ м залізні циліндри метаматеріальної підкладки повинні бути намагнічені таким чином, щоб $\mu_i = 270,5136$.

На рис. 6.27 представлені спектри S11-параметра для еквівалентної антени з діелектричною підкладкою ($\varepsilon_r = 14,4816$), метаматеріальної антени для $\mu_r = 3$ і метаматеріальної антени для $\mu_r = 4$. А на рис. 6.28 представлені ДС цих антен за напруженістю електричного поля.

Як видно з рис. 6.27, головне значення резонансної частоти метаматеріальної антени для $\mu_r = 3$ (13,55 ГГц) найбільше зсунуто ліворуч щодо її теоретично заданого значення (15 ГГц) у порівнянні з головним резонансом антени для $\mu_r = 4$ (14,28 ГГц) і значеннями головних резонансів усіх вищерозглянутих антен.

З рис. 6.28 також видно, що метаматеріальна антена для $\mu_r = 3$ характеризується вузькими пелюстками. Проте, дана метаматеріальна антена також характеризується найбільшими бічними пелюстками, ув той час як у метаматеріальної антени для $\mu_r = 4$ бічні пелюстки практично відсутні, а прямий і зворотний пелюстки лише трохи більші за аналогічні пелюстки метаматеріальної антени для $\mu_r = 3$.

Порівняння спектрів параметра S11, представлених на рис. 6.27, також показує, що в разі меншої намагніченості металевих включень спектр вторинних гармонік є багатшим, а зсунення головної резонансної частоти від теоретично завданої (15 ГГц) - меншим.

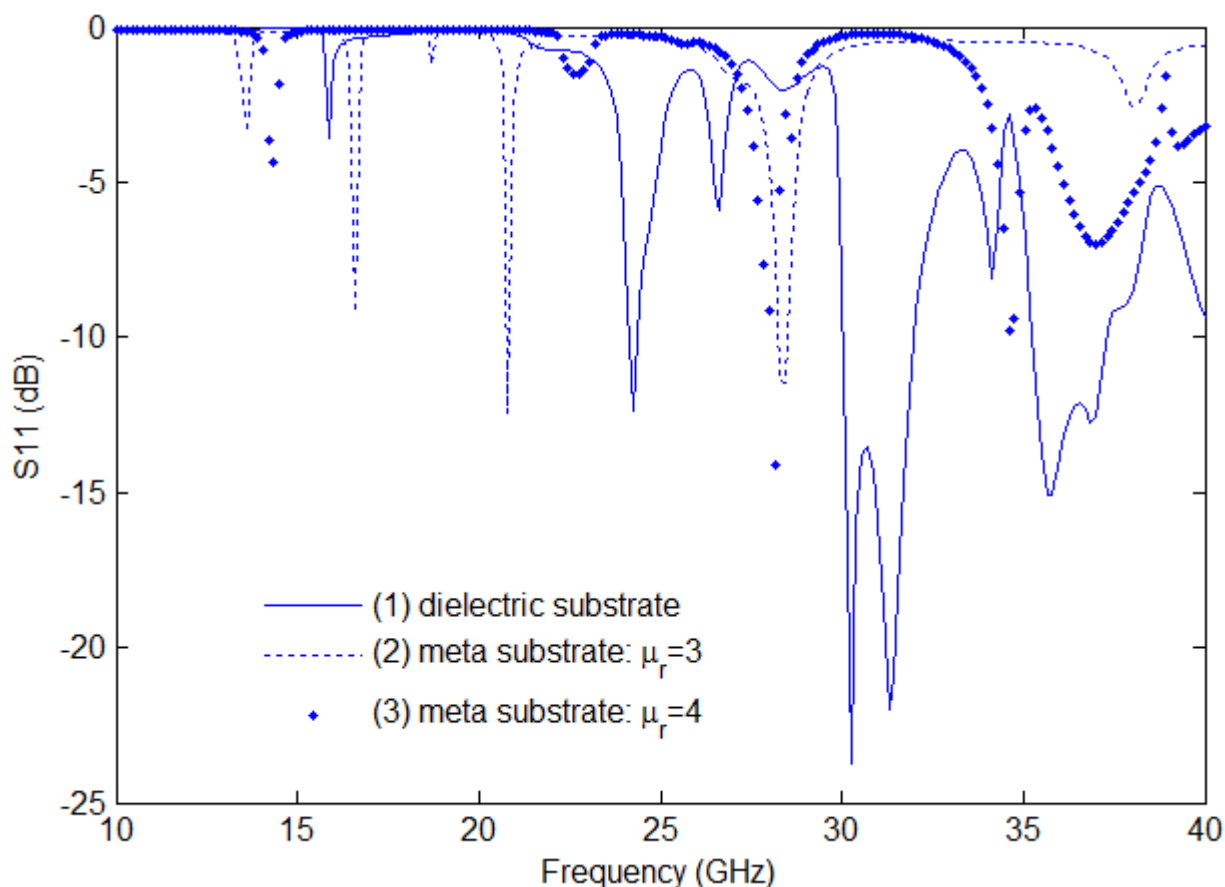


Рис. 6.27. S11-спектр мікросмужкової антени (а) з діелектричною підкладкою ($\epsilon_r = 14,4816$), (б) з метаматеріальною магнітною підкладкою з циліндричними включеннями з $r = 0,00005$ м і $\mu_r = 3$, (с) з метаматеріальною магнітною підкладкою з циліндричними включеннями з $r = 0,00005$ м і $\mu_r = 4$

Порівняння ДС, представлених на рис. 6.28, можна бачити, що зменшення значення ефективної відносної магнітної проникності метаматеріальної підкладки антени (а значить й збільшення виграшу у мінімізації профілю) не означатиме однозначного поліпшення характеристик антени. Це також видно з графіків рис. 6.21-6.22. Дійсно, будь-який з представлених антенних дизайнів має як переваги, так і недоліки у порівнянні з попереднім дизайном. Так, наприклад, як було зазначено вище, у випадку, коли $\mu_r = 3$, зсув ліворуч резонансної частоти в порівнянні із заданою резонансною частотою є найбільшим. Крім того, в цьому випадку спостерігаються найбільш вузькоспрямовані пелюстки. Крім того, для даного дизайну, характерна наявність великих бічних пелюсток, у той час як в останньому дизайні ($\mu_r = 4$) бічні пелюстки практично повністю відсутні.

Проте, порівнюючи ДС метаматеріальних антен, що розглядаються в даному підрозділі з ДС метаматеріальних антен попереднього підрозділу, можна помітити явні переваги перших антен (з магнітними метаматеріальними підкладками) по відношенню до других (з немагнітними метаматеріальними підкладками), а саме можна відзначити: чітко визначений головний пелюстка, більш вузькі головний і задній пелюстки, менший зсув значень головних резонансних частот в порівнянні з теоретично завданим значенням. Вищевідзначені переваги були частково передбачені, наприклад, в роботах [161, 199].

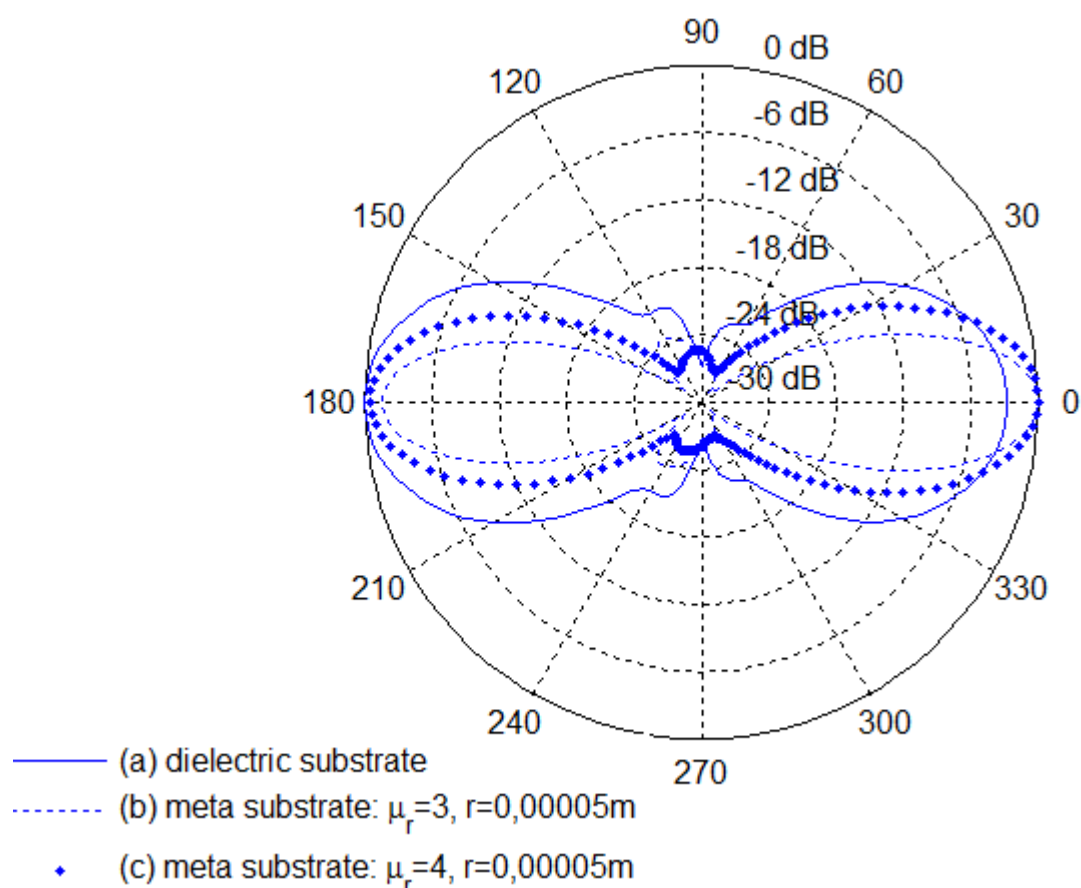


Рис. 6.28. Діаграми спрямованості за напруженістю електричного поля мікросмужкової антени (a) з діелектричною підкладкою ($\epsilon_r = 14,4816$) на частоті 15,84 ГГц, (b) з метаматеріальною магнітною підкладкою з циліндричними включеннями з $r = 0,00005\text{ м}$ і $\mu_r = 3$ на частоті 13,55 ГГц, (c) з метаматеріальною магнітною підкладкою з циліндричними включеннями з $r = 0,00005\text{ м}$ і $\mu_r = 4$ на частоті 14,28 ГГц

Велика кількість чисельних FDTD-експериментів показує, що зі

зменшенням радіуса включень бічні пелюстки зменшуються. Даний результат пов'язаний із тим, що навіть при малих радіусах циліндрів дійсна частина ефективної діелектричної проникності метаматеріальної підкладки, власне кажучи, завжди більша за одиницю. У той же час зменшення радіуса включень, а, отже, і об'ємної частки металу в елементарній комірці підкладки, призводить до необхідності більшого намагнічування феромагнітних включень. Останній факт призводить до додаткових технологічних складнощів і обумовлює обмеженість можливостей мінімізації мікросмушкових антен за допомогою використання магнітних метаматеріальних підкладок.

Наведений вище аналіз випромінювальних властивостей антен з магнітними метаматеріальними підкладками не можна вважати достатнім без порівняння полів у ближній зоні, параметрів G_{\max} і $KKД$ для всіх досліджуваних вище метаматеріальних антен з тими ж параметрами еквівалентної антени з діелектричною підкладкою і між собою. На рис. 6.29-6.30 представлено розподіли полів у ближній зоні антен з магнітними метаматеріальними підкладками.

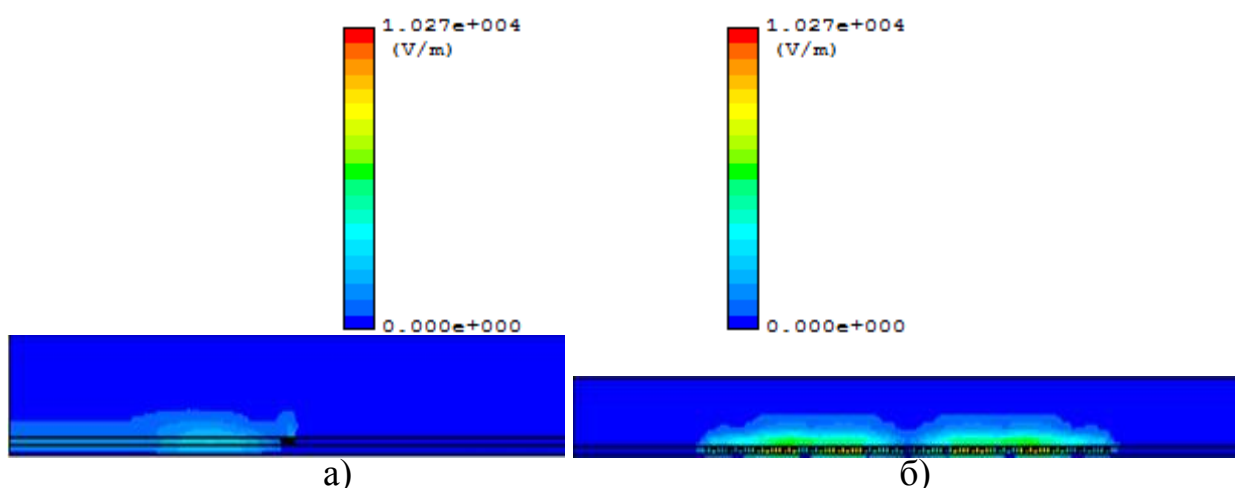


Рис. 6.29. Розподіл поля у ближній зоні мікросмушкової антени з метаматеріальною магнітною підкладкою з циліндричними включеннями на частоті 13,55 ГГц в перерізі вздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) ($\mu_r = 3$, $r = 0,00005$ м)

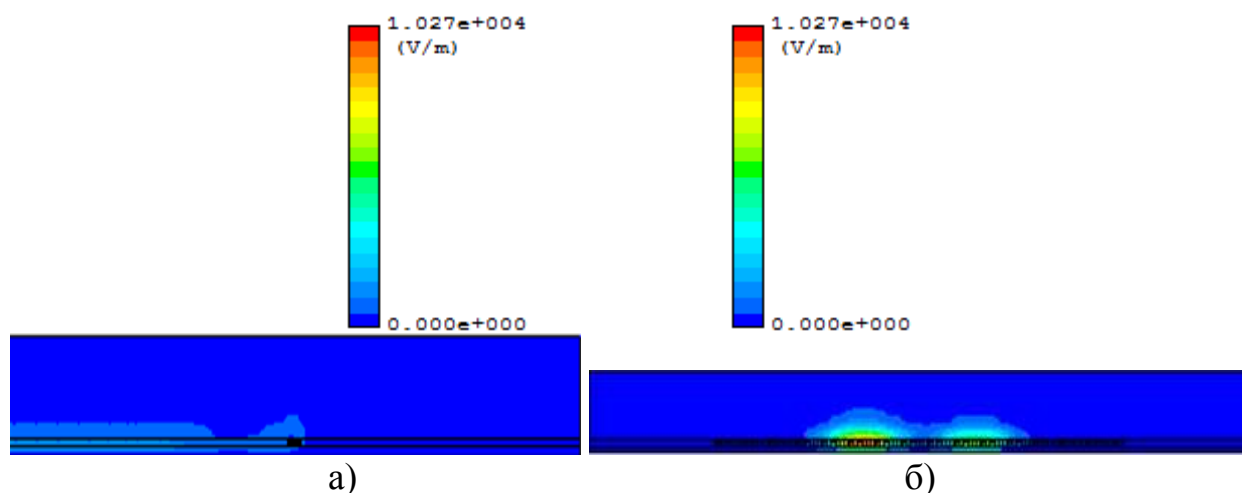


Рис. 6.30. Розподіл поля у ближній зоні мікросмужкової антени з метаматеріальною магнітною підкладкою з циліндричними включеннями на частоті 14,28 ГГц в перерізі вздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) ($\mu_r = 4$, $r = 0,00005$ м)

Як можна бачити з порівняння рис. 6.29-6.30 з рис. 6.11, інтенсивності полів у ближній зоні антен із магнітними метаматеріальними підкладками менші за інтенсивність полів у ближній зоні еквівалентної антени. У той же час FDTD-моделювання для параметрів G_{\max} і $KKД$ показують, що випромінювальні характеристики антен із приростом ефективної магнітної проникності підкладок можуть перевершувати випромінювальні характеристики антен із приростом ефективної діелектричної проникності. Тут маються на увазі випадки невеликих приростів ефективної відносної магнітної проникності метаматеріалів підкладок. Так, наприклад, для $\mu_r = 3$ отримано, що $G_{\max} = 6,9791$ dB при $\theta = 50^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ і $KKД = 52,396$ %, що є найкращим показником серед усіх вже розглянутих антен. Для випадку $\mu_r = 4$ результати моделювання дають $G_{\max} = 2,5847$ dB (при тих же кутах) і $KKД = 24,982$ %, що помітно гірше, ніж навіть для випадку еквівалентної антени з діелектричною підкладкою. Крім того, у випадку підкладок із приростом відносної ефективної магнітної проникності є більш досяжним виграш у мінімізації профілю антени. Проте, останні антени (з магнітними підкладками) характеризуються великими інтенсивностями ближніх полів, що робить їх менш придатними для створення гаджетів. Також важливо відзначити, що у випадку антен із

магнітними підкладками не вдається отримати вирази (подібні до виразів (6.7-6.9)) для отримання мінімальних лінійних розмірів антени з магнітною метаматеріальною підкладкою при заданій парі: f_r - резонансної частоти антени (або її резонансної довжини хвилі λ_r) і ефективної відносної магнітної проникності метаматеріальної підкладки μ_r або: резонансної частоти антени (або її резонансної довжини хвилі) і товщини підкладки d .

Антени з магнітними метаматеріальними підкладками мають ще одну важливу особливість: деякі з вищих гармонік таких антен можуть становити практичний інтерес, рис. 6.31.

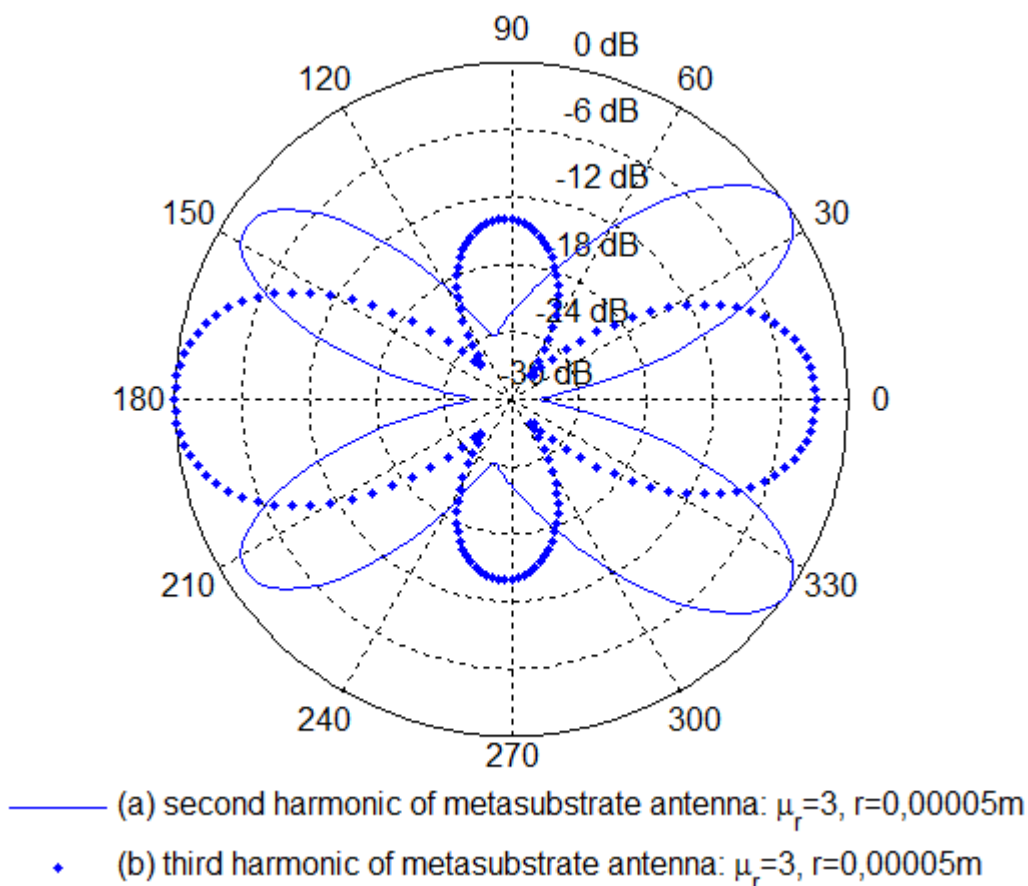


Рис. 6.31. Діаграми спрямованості мікросмужкової антени з метаматеріальною магнітною підкладкою з циліндричними включеннями (а) для другої гармоніки на частоті 16,58 ГГц (б) для третьої гармоніки на частоті 20,82 ГГц ($\mu_r = 3$, $r = 0,00005\text{ м}$)

Як можна бачити з рис. 6.31, вищі гармоніки антен із магнітними метаматеріальними підкладками дозволяють говорити про їх

мультиспрямованість, оскільки потужність бічних пелюсток стає порівнянною з потужністю головних пелюсток антени.

FDTD-моделювання показало, що інтенсивність полів у ближній зоні вищих гармонік антен із магнітними метаматеріальними підкладками (рис. 6.32-6.33) менша за інтенсивністю в порівнянні у аналогічними полями резонансної гармоніки еквівалентної антени з діелектричною підкладкою, а характеристики G_{\max} і $KKД$ вищі, ніж для основної гармоніки еквівалентної антени: $G_{\max} = 3,9187 \text{ dB} = G(\theta = 60^\circ, \varphi = 320^\circ)$ і $KKД = 49,027 \%$ для другої гармоніки, $G_{\max} = 5,0355 \text{ dB} = G(\theta = 50^\circ, \varphi = 180^\circ)$ і $KKД = 49,48 \%$ для третьої гармоніки.

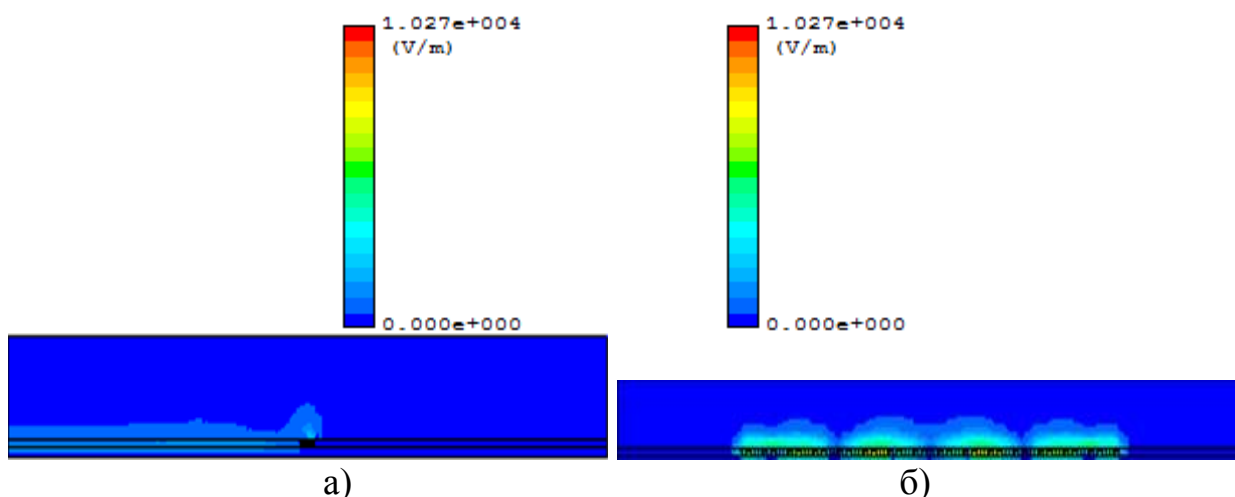


Рис. 6.32. Розподіл поля у ближній зоні мікросмушкової антени з метаматеріальною магнітною підкладкою з циліндричними включеннями на частоті 16,58 ГГц в перерізі вздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) ($\mu_r = 3$, $r = 0,00005 \text{ м}$)

Відносно невисокі значення для G_{\max} і $KKД$ накладають певні обмеження на практичне використання випромінювання вищих гармонік метаматеріальних антен із приростом ефективної магнітної проникності підкладок. Проте слід зазначити, що ДС цих гармонік за формою принципово відрізняються від ДС головної гармоніки за напрямками максимумів потужності випромінювання (див. рис. 6.31). Останній факт дозволяє говорити про те, що антена з магнітною метаматеріальною підкладкою може

мати, щонайменше, два робочих діапазони, тобто, як було зазначено вище, є мультидіапазонною.

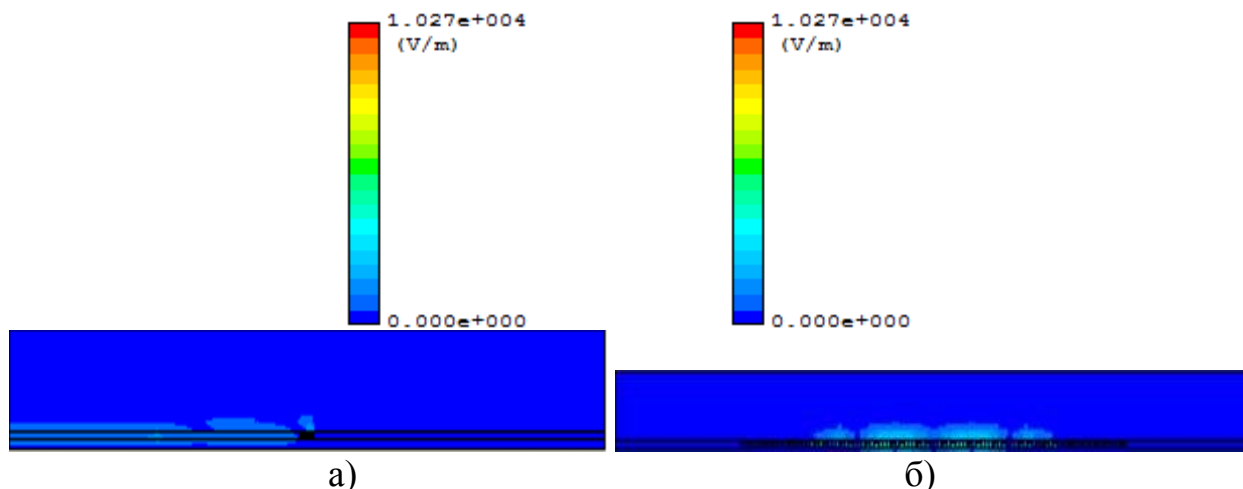


Рис. 6.33. Розподіл поля у ближній зоні мікросмужкової антени з метаматеріальною магнітною підкладкою з циліндричними включеннями на частоті 20,82 ГГц в перерізі вуздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) ($\mu_r = 3$, $r = 0,00005$ м)

Невисокі значення для G_{\max} і $KKД$ на всіх резонансних частотах у випадку, коли $\mu_r = 4$ можна пояснити тим, що розглядаються значення об'ємної частки металу, які є досить великими. При такому значенні об'ємної частки металевих включень ефективна відносна діелектрична проникність підкладки помітно відрізняється від 1 ($\sim 1,15$), у той час як вираження (6.20)-(6.24), власне кажучи, отримані для підкладок зі значенням ефективної відносної діелектричної проникності, що дорівнює одиниці. "Наближене" використання даних формул зумовлено тим, що використання будь-яких значень об'ємної частки металу призводить до значень ефективної відносної діелектричної проникності підкладки, більшими за одиницю. Тому логічно припустити, що зменшення об'ємної частки металу підкладки буде приводити до уточнення значень параметрів G_{\max} і $KKД$, оскільки в цьому випадку формули (6.20)-(6.24) будуть використовуватися з більшим ступенем точності. Дійсно, відповідне FDTD-моделювання, що було проведено для $r = 0,000025$ м, показало, що параметри G_{\max} і $KKД$ помітно "поліпшуються"

у випадку, коли $\mu_r = 4$ ($G_{\max} = 5,1761 \text{ dB} = G(\theta = 50^\circ, \varphi = 0^\circ)$ і $KKД = 42,708 \%$) і незначно змінюються при $\mu_r = 3$: дещо зменшується максимальний коефіцієнт за потужністю ($G_{\max} = 6,6899 \text{ dB} = G(\theta = 50^\circ, \varphi = 0^\circ)$), але помітно поліпшується коефіцієнт корисної дії ($KKД = 80,186 \%$). При цьому спектр випромінювання зрушується праворуч зі зменшенням частки металу в підкладці. Це можна пояснити з точки зору аналогії з теорією ланцюгів: якщо у відповідність до підкладки поставити ефективну довгу лінію з резонансною кутовою частотою $\omega_r = 1/\sqrt{L_{\text{eff}}C_{\text{eff}}}$, де L_{eff} – індуктивність елементарної складової ефективної ланцюга, а C_{eff} – її ємність, то, визначаючи C_{eff} як ємність між суміжними металевими циліндрами, маємо висновок, що C_{eff} зменшується, а L_{eff} не сильно змінюється зі збільшенням радіуса циліндрів. Таким чином, величина ω_r збільшується зі зменшенням частки металевих включень у підкладці, що і пояснює зсув вправо спектра випромінювання мікросмужкових антен з магнітними метаматеріальними підкладками при зменшенні частки металу в підкладці.

ДС за напруженістю електричного поля антен із магнітними підкладками для $r = 0,000025 \text{ м}$ також, як і для $r = 0,00005 \text{ м}$, помітно відрізняються від ДС еквівалентної антени.

Важливим моментом при розгляді властивостей метаматеріальних антен є той факт, що інтенсивності полів у ближній зоні всіх розглянутих вище антен є досить невисокими (аналогічно і для випадку сферичних включень з $r = 0,000025 \text{ м}$), – вони менші за інтенсивність ближніх полів еквівалентної антени з діелектричною підкладкою. Останнє зауваження дозволяє зробити висновок про принципову можливість використання розглянутих вище антен із метаматеріальними підкладками у мобільному зв'язку і при створенні гаджетів.

В даному підрозділі не наводяться результати розрахунку для антени на

основі підкладок зі сферичними включеннями, тому що відповідне FDTD-моделювання показало, що при розглянутих об'ємних частках металевих включень навіть повне намагнічування останніх не дозволяє отримати значення відносних магнітних проникностей підкладок, що перевершують $\mu_r = 1,4$, в той час як при відносно великих значеннях об'ємних металевих часток підкладка у розглянутому діапазоні частот поводить себе як металевий екран.

6.3. Використання двошарових метаматеріальних підкладок для створення мініатюризованих широкосмугових прямокутних мікросмужкових антен

6.3.1. Використання двошарових композитних підкладок у задачі мініатюризації прямокутних мікросмужкових антен

Розробка мікросмужкових антен з багатошаровими підкладками - задача аж ніяк не нова, але як і раніше актуальна [218-222]. У недалекому минулому розробка і практична реалізація таких антен, як правило, зводилися до випадків, коли шари підкладок були представлені виключно однорідними матеріалами. Більш того, як видно з попередніх підрозділів розділу 6, мікросмужкові антени, підкладки яких характеризуються тільки приростом ефективної відносної магнітної проникності ($\mu_r > 1$, $\varepsilon_r \approx 1$) або тільки приростом ефективної відносної діелектричної проникності ($\varepsilon_r > 1$, $\mu_r \approx 1$), мають як переваги, так і недоліки. Тому становить інтерес розгляд мікросмужкових метаматеріальних антен, підкладки яких складаються, щонайменше, із двох метаматеріальних шарів із комбінованими ефективними властивостями метаматеріальних підкладок, тобто коли один із шарів підкладки є метаматеріалом з приростом тільки ефективної відносної діелектричної проникності, а другий шар являє собою метаматеріал із приростом тільки ефективної відносної магнітної проникності. Дійсно, як показано у роботі [223], високоспрямовані антени можна створювати шляхом

комбінування у підкладці шарів матеріалів з високою відносною діелектричною проникністю і низькою відносною магнітною проникністю. Розглянемо таку двошарову композитну підкладку, не акцентуючи поки нашу увагу на розташуванні метаматеріальних шарів щодо екрануючого шару підкладки. Отримаємо спочатку вирази для лінійних розмірів патча прямокутної мікросмужкової антени із запропонованою двошаровою композитною підкладкою.

Нехай $l_j = \min(L_j, W_j)$, $j \in \{1, 2\}$ – номер метаматеріального шару композитної підкладки, де L_j – довжина j -ої підшару підкладки, W_j – ширина j -ої підшару підкладки. Тоді, якщо $d_j/l_j \leq 10^{-1}$, де d_j – довжина j -ої підшару підкладки, то підкладку можна розглядати як двошарове неаксіальне анізотропне середовище з оптичною віссю, що є перпендикулярною до її площини, [162]. При цьому ефективна відносна діелектрична проникність підкладки ε_r і її ефективна відносна магнітна проникність μ_r в НВЧ-наближенні можуть бути представлені за допомогою рівностей, [162]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\varepsilon_r} &= \frac{1}{\varepsilon_1} \frac{d_1}{d_1 + d_2} + \frac{1}{\varepsilon_2} \frac{d_2}{d_1 + d_2}, \\ \mu_r &= \mu_1 \frac{d_1}{d_1 + d_2} + \mu_2 \frac{d_2}{d_1 + d_2}, \end{aligned} \right\} \quad (6.28)$$

де ε_j – ефективна відносна діелектрична проникність j -го метаматеріального шару, μ_j – ефективна відносна діелектрична проникність j -го метаматеріального шару ($j \in \{1, 2\}$).

Допустимість використання рівностей (6.28) у даній постановці задачі є цілком правомірною, оскільки вони можуть бути також отримані й іншим шляхом, ніж у роботі [162]. Дійсно, перший вираз системи (6.28) вже було отримано для НВЧ-діапазону у роботі [224] для аналогічної двошарової

діелектричної структури, обмеженої зверху патчем і знизу металевим екраном. Друга ж рівність у (6.28) може бути отримана з першої з використанням принципу дуальності для діелектричної ε і магнітної μ проникностей, наведене, наприклад, у роботі [217] і предстало символічним виразом (6.19).

Нехай шар 1 являє собою шар метаматеріалу, що є подібним до метаматеріалів, які використовуються для дизайну метаматеріальних антен підрозділу 6.1 (паралелепіпедна ізотропна діелектрична матриця з періодично вбудованими в неї мідними циліндричними дротами), а в якості шару 2 оберемо метаматеріал, що є подібним до метаматеріалів, які використовуються для дизайну метаматеріальних антен підрозділу 6.2 (паралелепіпедна ізотропна діелектрична матриця з періодично вбудованими в неї залізними циліндричними дротами).

Для того щоб у даному випадку зробити придатною теорію мініатюризації мікросмужкових антен, що викладена в підрозділі 6.1.1 для обчислення лінійних розмірів патча розглянутої композитної антени, необхідно вимагати, щоб $\mu_r = 1$. Тоді, згідно з другою рівністю системи (6.28), приходимо до наступного рівняння

$$d_1 + d_2 = d_1 \mu_1 + d_2 \mu_2. \quad (6.29)$$

Нехай r_j – радіус циліндричних включень j -го метаматеріального шару. Для простоти розглянемо випадок метаматеріальних шарів рівної товщини, тобто коли $d_1 = d_2$. Тоді, використовуючи останню рівність, (6.29), рівність (6.7) і рівність системи (6.28), у результаті отримаємо систему рівнянь для визначення ефективних відносних параметрів шарів композитної підкладки:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} &= 384 \sqrt{2} \frac{d_1 + d_2}{\lambda_r}, \\ \mu_2 &= 2 - \mu_1, \\ d_1 &= d_2. \end{aligned} \right\} \quad (6.30)$$

Системи рівнянь (6.30) і (6.9) лежать в основі концепції мініатюризації прямокутних мікросмужкових антен з двошаровими композитними підкладками змішаного типу з приростом ефективної відносної діелектричної проникності (всієї підкладки).

6.3.2. Моделювання випромінювання мікросмужкової антени на основі двошарової композитної підкладки з циліндричними включеннями

Виконаємо теоретичну апробацію представленої вище концепції мініатюризації прямокутних мікросмужкових антен із двошаровими композитними підкладками (рис. 6.34) за допомогою чисельного моделювання характеристик полів антен у ближній і далекій зонах із використанням електромагнітного симулятора PLANC FDTD, подібно до того, як це було зроблено раніше для інших видів підкладок. Як і у всіх розглянутих вище випадках, розрахунки будуть виконуватися для $f_r = 15$ ГГц. Нехай $d_1 = d_2 = 0,0002$ м. При цьому результати моделювання даного підрозділу ми порівняємо з результатами моделювання підрозділу

6.1. Тоді згідно з даними табл. 6.1: $\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} = 7,2408$, $L = 0,0022$ м,

$W = 0,0056$ м. Нехай ε_{mj} – відносна діелектрична проникність матриці j -го метаматеріального шару, ε_{ij} – відносна діелектрична проникність матеріалу включень j -го метаматеріального шару, μ_{ij} – відносна магнітна проникність матеріалу включень j -го метаматеріального шару. В якості матеріалу для циліндрів першого метаматеріального шару оберемо мідь

($\varepsilon_{i1} = 1$), а в якості матеріалу для циліндрів другого метаматеріального шару - оберемо намагнічене залізо.

При обчисленні матеріальних параметрів метаматеріальних шарів підкладки необхідно чітко розуміти, що розміри елементарної комірки j -го метаматеріального шару дорівнюють $d_j \times d$, у той час як розмір елементарної комірки одношарової підкладки є $d \times d$.

Нехай для визначеності $\varepsilon_2 = 12$. Тоді, виходячи з останньої рівності ($\varepsilon_1 \varepsilon_2 / (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) = 7,2408$), матимемо: $\varepsilon_1 = 18,2572$.

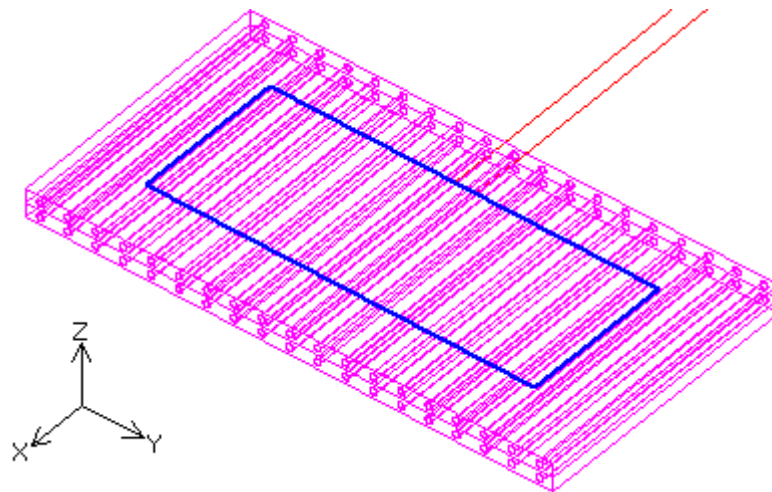


Рис. 6.34. Прямокутна мікросмужкова метаматеріальна антена з двошаровою композитною підкладкою з приростом ефективної відносної діелектричної проникності

Як і у всіх попередніх прикладах даного розділу, будемо розглядати два випадки для двох радіусів металевих включень: $r_1 = r_2 = 0,000025$ м і $r_1 = r_2 = 0,00005$ м. Радіуси включень верхнього і нижнього метаматеріальних шарів підкладки обрані рівними не випадково: саме збереження симетрії підкладки як штучного діелектрика дозволяє використовувати дані табл. 6.1. При цьому, якщо дотримуватися термінології метаматеріалів, всю підкладку скоріше варто називати композитом, ніж метаматеріалом, оскільки вибір матеріалу включень першого метаматеріального шару робиться на користь немагнітного металу, у той час як в якості матеріалу включень другого

метаматеріального шару обирається феромагнітний метал, - намагнічені залізні циліндри, тому що згідно з другою рівністю системи (6.30) потрібно, щоб $\mu_2 > 0$. Це означає, що один метаматеріальний шар підкладки повинен бути діамагнітним, а другий - магнітним.

Виходячи з результатів FDTD-моделювання, а також з урахуванням другої рівності системи (6.30), отримаємо, що для випадку, коли $r_1 = r_2 = 0,000025\text{м}$, необхідно, щоб: $\varepsilon_{m1} = 16,9697$, $\mu_1 = 0,9838$, $\mu_2 = 1,0162$, $\varepsilon_{m2} = 11,1697$, а залізні циліндри другого метаматеріального шару повинні бути намагнічені таким чином, щоб $\mu_{i2} = 7,8839$ ($\mu_{i1} = 1$). Аналогічне FDTD-моделювання для випадку великих значень об'ємної частки металевих включень підкладки (тобто $r_1 = r_2 = 0,00005\text{м}$), призводять до наступних результатів: $\varepsilon_{m1} = 14,5534$, $\mu_1 = 0,9824$, $\mu_2 = 1,0176$, $\varepsilon_{m2} = 9,5651$, $\mu_{i2} = 2,8978$ ($\mu_{i1} = 1$).

Оскільки вирази (6.28)-(6.30) є інваріантними щодо розташування екрануючої частини підкладки по відношенню до метаматеріальних шарів, то фактично вони не враховують взаємне розташування метаматеріальних шарів взагалі. Тому при чисельному FDTD-моделюванні характеристик полів антен у далекій і ближній зонах доведеться розглянути два випадки: 1) коли шар 1 прилягає до екрануючої частини підкладки, - назовемо його випадком верхнього магнітного шару; 2) коли шар 2 прилягає до екрануючої частини підкладки - назовемо його випадком нижнього магнітного шару. Почнемо розгляд обох випадків одночасно, розміщуючи спектри S11-параметра на одному рисунку і позначаючи кожен із них відповідною цифрою для подобиства.

На рис. 6.35 представлені спектри S11-параметра для обох антен з двошаровими композитними підкладками з приростом ефективної відносної діелектричної проникності для $r_1 = r_2 = 0,000025\text{м}$, а на рис. 6.36 представлені їх ДС за напруженістю електричного поля, змодельовані на їх головних резонансах.

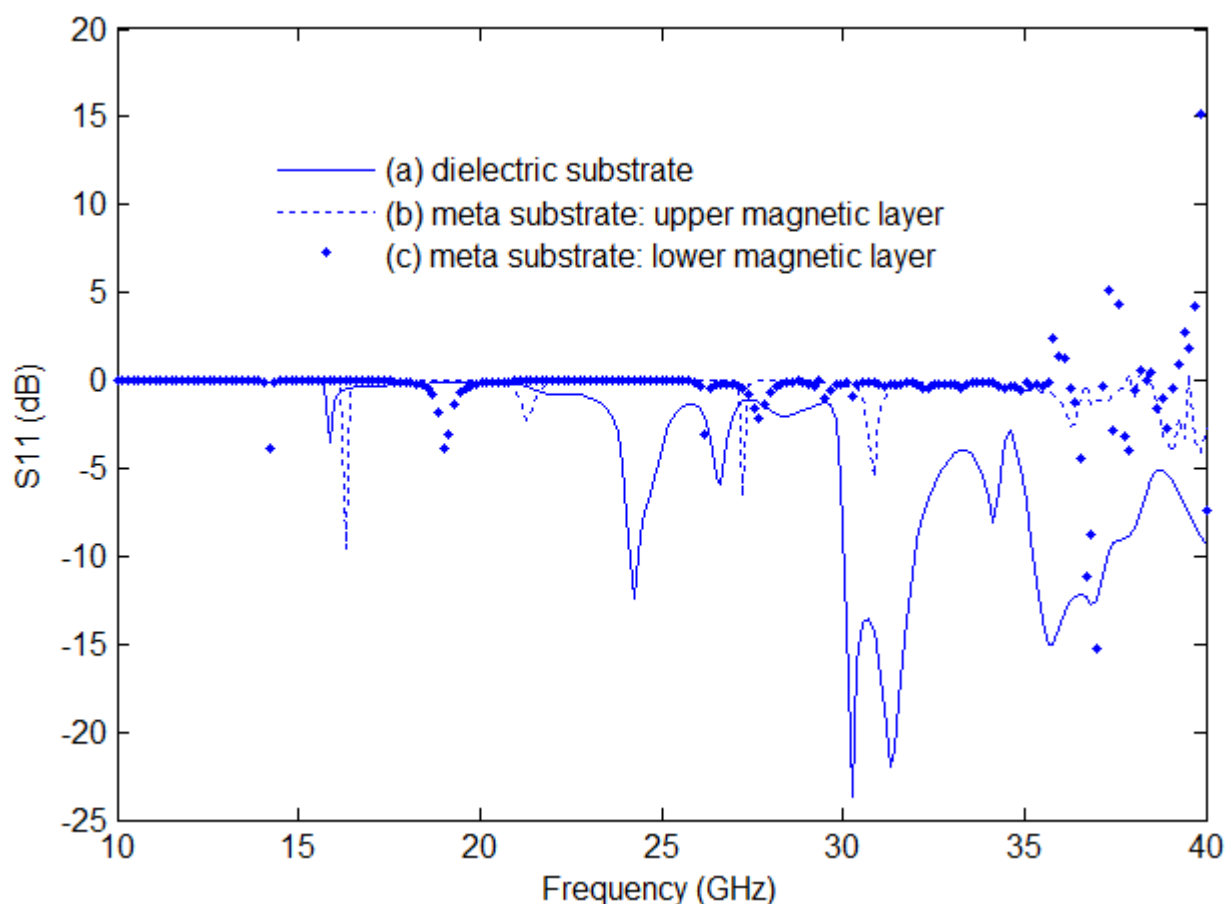


Рис. 6.35. Спектри S11-параметрів мікросмужкової антени (a) з діелектричною підкладкою ($\varepsilon_r = 14,4816$) (b) з двошаровою композитною підкладкою ($\varepsilon_1 = 18,2572$, $\varepsilon_2 = 12$, $\mu_1 = 0,8601$, $\mu_2 = 1,1399$, $r_1 = r_2 = 0,000025$ м) для випадку верхнього магнітного шару (c) з двошаровою композитною підкладкою ($\varepsilon_2 = 18,2572$, $\varepsilon_1 = 12$, $\mu_2 = 0,8601$, $\mu_1 = 1,1399$, $r_1 = r_2 = 0,000025$ м) для випадку нижнього магнітного шару

Як можна бачити з рис. 6.35, спектри для обох вищезазначених випадків мають схожу структуру, при цьому випадок нижнього магнітного шару зсунуто ліворуч за віссю частот по відношенню до випадку верхнього магнітного шару.

У спектрах рис. 6.35 на частотах вищих за 35 ГГц спостерігається перевищення нульового рівня, що вказує на обмеженість принципу мініатюризації діапазоном 10-35 ГГц на випадок двошарової підкладки. Таким чином, частотний діапазон застосування принципу мініатюризації (див. підрозділ 6.1.1) зменшується при переході від моношарової до багатошарової підкладок.

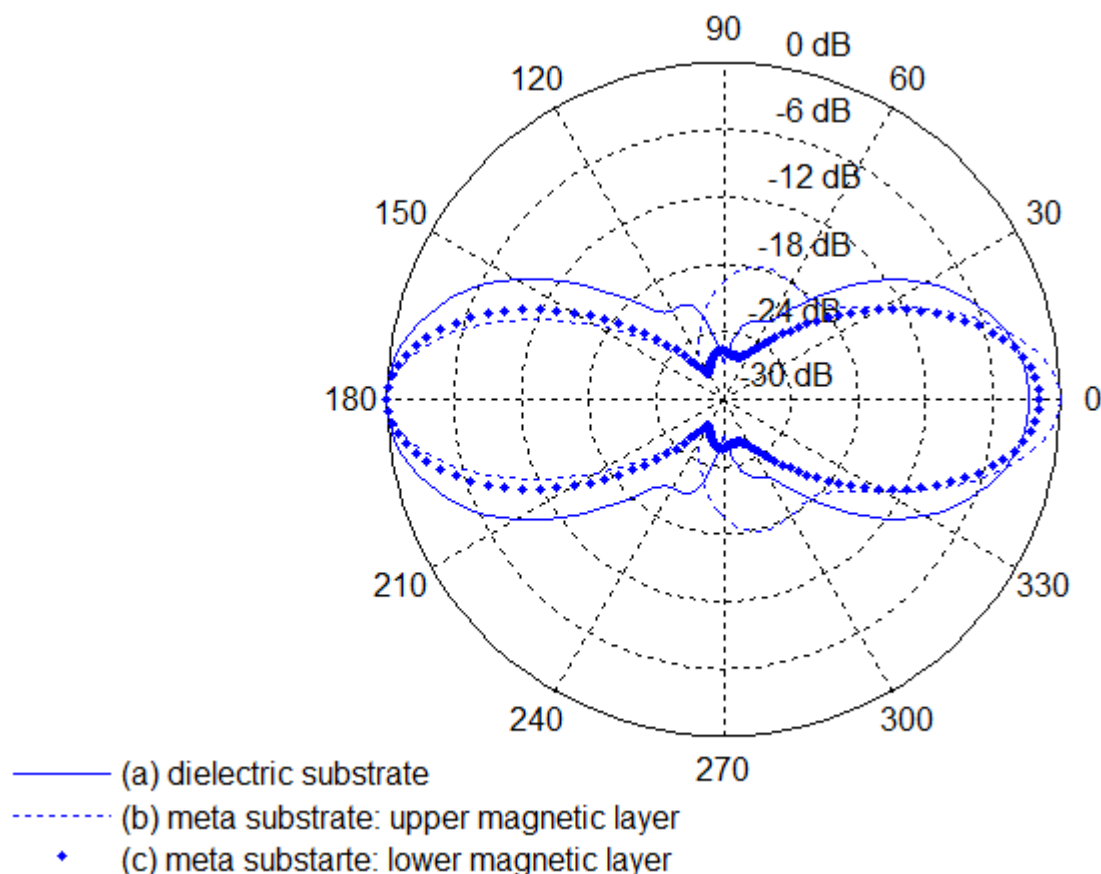


Рис. 6.36. Діаграма спрямованості мікросмужкової антени (a) з діелектричною підкладкою ($\epsilon_r = 14,4816$) на частоті 15,84 ГГц (b) з двошаровою композитною підкладкою ($\epsilon_1 = 18,2572$, $\epsilon_2 = 12$, $\mu_1 = 0,8601$, $\mu_2 = 1,1399$, $r_1 = r_2 = 0,000025$ м) для випадку верхнього магнітного шару на частоті 16,31 ГГц (c) з двошаровою композитною підкладкою ($\epsilon_2 = 18,2572$, $\epsilon_1 = 12$, $\mu_2 = 0,8601$, $\mu_1 = 1,1399$, $r_1 = r_2 = 0,000025$ м) для випадку нижнього магнітного шару на частоті 14,2 ГГц

Із порівняння ДС рис. 6.36 видно, що ДС розглянутих тут антен з композитними підкладками візуально більше схожі з ДС еквівалентної антени з діелектричною підкладкою, ніж всі розглянуті до цього антени з метаматеріальними підкладками. Із цього випливає висновок щодо великої перспективності використання багатошарових композитних підкладок для створення компактних антен, ніж одношарових метаматеріальних підкладок, включаючи магнітні.

З огляду на дуже серйозну схожість ДС антен із двошаровими композитними підкладками, представляє особливий інтерес розгляд полів даних антен у ближній зоні. На рис. 6.37-6.38 представлені результати FDTD-

моделювання для інтенсивностей даних композитних (двошарових) антен у ближній зоні.

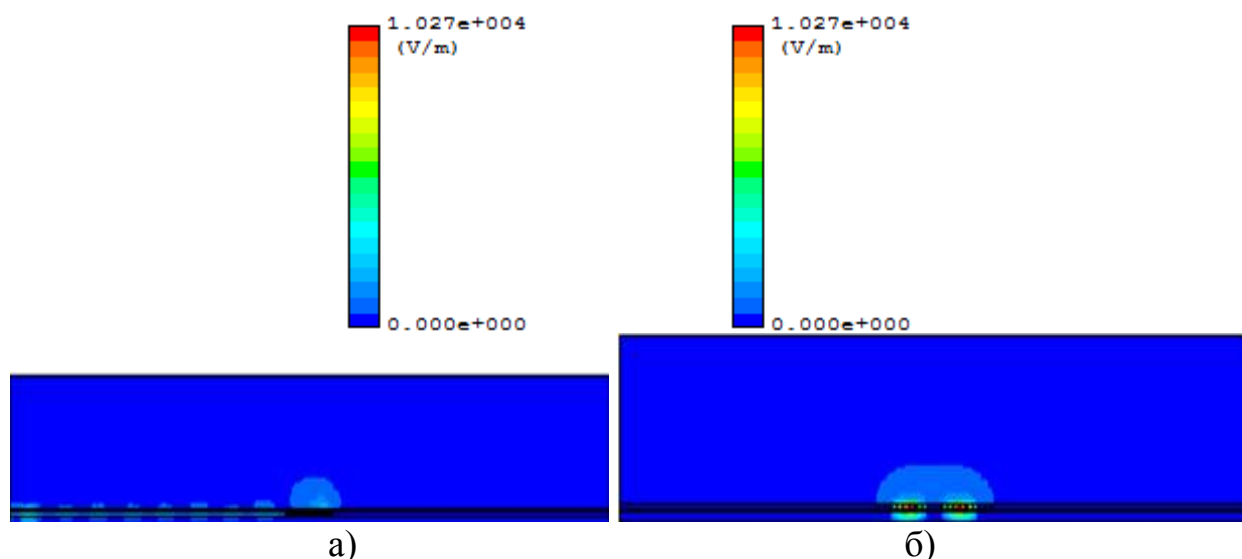


Рис. 6.37. Розподіл поля в ближній зоні мікросмужкової антени з двошаровою композитною підкладкою ($\varepsilon_1 = 18,2572$, $\varepsilon_2 = 12$, $\mu_2 = 0,8601$, $\mu_1 = 1,1399$, $r_1 = r_2 = 0,000025$ м) на частоті 16,3 ГГц в перерізі вздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) для випадку нижнього магнітного шару

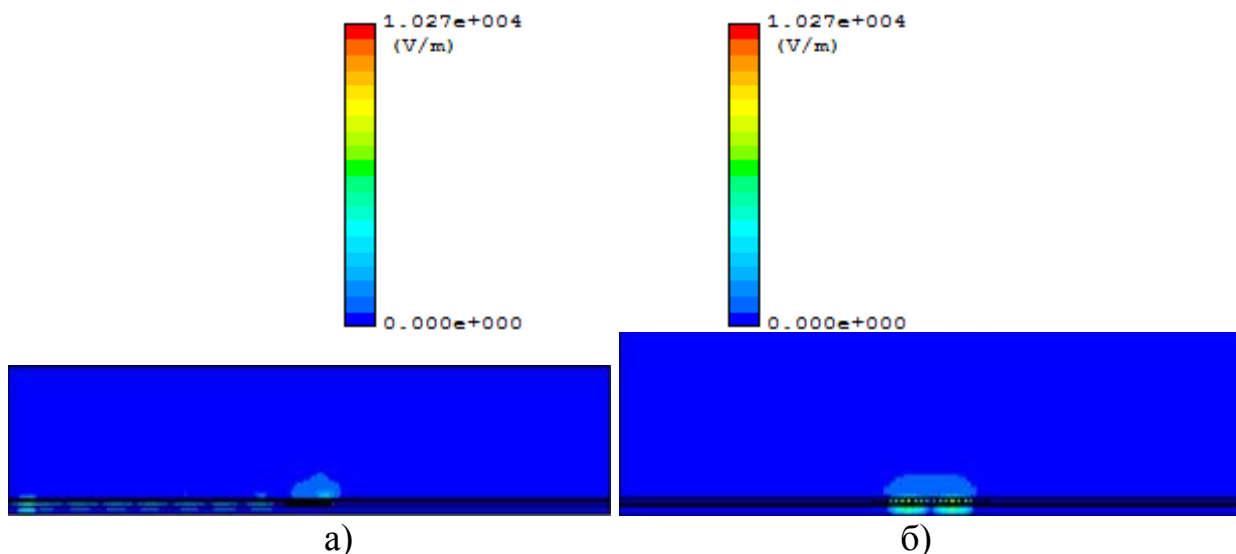


Рис. 6.38. Розподіл поля у ближній зоні мікросмужкової антени з двошаровою композитною підкладкою ($\varepsilon_2 = 18,2572$, $\varepsilon_1 = 12$, $\mu_1 = 0,8601$, $\mu_2 = 1,1399$, $r_1 = r_2 = 0,000025$ м) на частоті 14,2 ГГц в перерізі вздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) для випадку нижнього магнітного шару

Порівняння рис. 6.37-6.38 і рис. 6.11 показує, що розподіл полів у ближній зоні розглянутих композитних антен не сильно відрізняється за формою від аналогічних розподілів еквівалентної антени з діелектричною підкладкою; а інтенсивності полів у ближній зоні композитних антен є трохи нижчими, ніж інтенсивність того ж поля еквівалентної антени, що говорить про перспективу використання розглянутих композитних антен при виробництві гаджетів і у мобільному зв'язку.

Чисельне FDTD-моделювання для полів у далеких зонах для даних композитних антен показало, що $G_{\max} = 3,9467 \text{ dB} = G(\theta = 60^\circ, \varphi = 0^\circ)$ і $KKД = 43,69 \%$ для випадку верхнього магнітного шару, і $G_{\max} = 6,665 \text{ dB} = G(\theta = 50^\circ, \varphi = 180^\circ)$ і $KKД = 72,605 \%$ для випадку нижнього магнітного шару. Дані результати чітко свідчать про перевагу випадку нижнього магнітного шару перед випадком верхнього магнітного шару при проектуванні антен для гаджетів і використанні таких антен у мобільному зв'язку. Проте обидва випадки антен із композитною підкладкою можуть бути використані і в гаджетах і у мобільному зв'язку, що, перш за все, обумовлено тим, що інтенсивності полів у ближній зоні цих антен є нижчими за інтенсивності аналогічного поля еквівалентної антени. При цьому важливо відзначити, що G_{\max} для випадку нижнього магнітного шару є трохи меншим, ніж G_{\max} для випадку одношарової метаматеріальної антени. При цьому $KKД$ композитної антени з нижнім магнітним шаром вище, а інтенсивності полів у ближній зоні композитних (двошарових) антен в цілому нижчі за інтенсивності аналогічного поля одношарової метаматеріальної антени. Це говорить про перевагу перших антен (композитних двошарових антен у цілому) перед другою (одношаровою метаматеріальною антеною) при розробці антен для гаджетів і при їх використанні у мобільному зв'язку.

Чисельне FDTD-моделювання для вищих гармонік мікросмужкових антен із композитними підкладками з використанням електромагнітного

симулятора PLANC FDTD показало, що друга і четверта гармоніки для випадку верхнього магнітного шару, а також друга і третя гармоніки для випадку нижнього магнітного шару не становлять ніякого практичного інтересу. У той час же вище зазначене моделювання також показало, що третя гармоніка першого випадку (випадок верхнього магнітного шару) і четверта гармоніка другого випадку (випадок нижнього магнітного шару) можуть представляти певний практичний інтерес.

На рис. 6.39 наведено ДС за напруженістю електричного поля третьої гармоніки для випадку верхнього магнітного шару і четвертої гармоніки для випадку нижнього магнітного шару. Як видно з рис. 6.39, третя гармоніка першої композитної антени "повернута" на кут $\theta = 90^\circ$ у φ -площині у порівнянні з головною гармонікою даної антени. На цьому рисунку також можна побачити, що ДС четвертої гармоніки другої композитної антени за формою є візуально близькою до ДС її головної гармоніки і ДС еквівалентної антени з діелектричною підкладкою. Останнє говорить про те, що зазначені вищі гармоніки можуть представляти певний практичний інтерес.

На рис. 6.40-6.42 представлені розподіли полів у ближній зоні розглянутих раніше вищих гармонік мікросмужкових антен із композитними (двошаровими) підкладками. Із цих рисунків також випливає, що інтенсивність полів у ближній зоні даних гармонік цілком порівняна і навіть трохи нижча за інтенсивність полів у ближній зоні, що випромінюється на головних гармоніках усіх розглянутих вище антен, і помітно нижчою за інтенсивність аналогічного поля, що випромінюється еквівалентною антеною з діелектричною підкладкою. Таким чином можна зробити висновок про перспективність використання розглянутих двошарових композитних антен у сучасних гаджетах і у мобільному зв'язку для роботи у двох діапазонах і уздовж двох взаємно перпендикулярних напрямків. Дійсно, чисельне FDTD-моделювання показало, що $G_{\max} = 5,9 \text{ dB} = G(\theta = 50^\circ, \varphi = 90^\circ)$ і $KKД = 58,16 \%$ для третьої гармоніки антени з верхнім магнітним шаром,

$G_{\max}=4,54 \text{ dB} = G(\theta=50^\circ, \varphi=23^\circ, 337^\circ)$ і $KKД=63,96 \%$ для другої гармоніки, а також $G_{\max}=7,73 \text{ dB} = G(\theta=50^\circ, \varphi=0^\circ)$ і $KKД=88,54 \%$ для четвертої гармоніки антени з нижнім магнітним шаром.

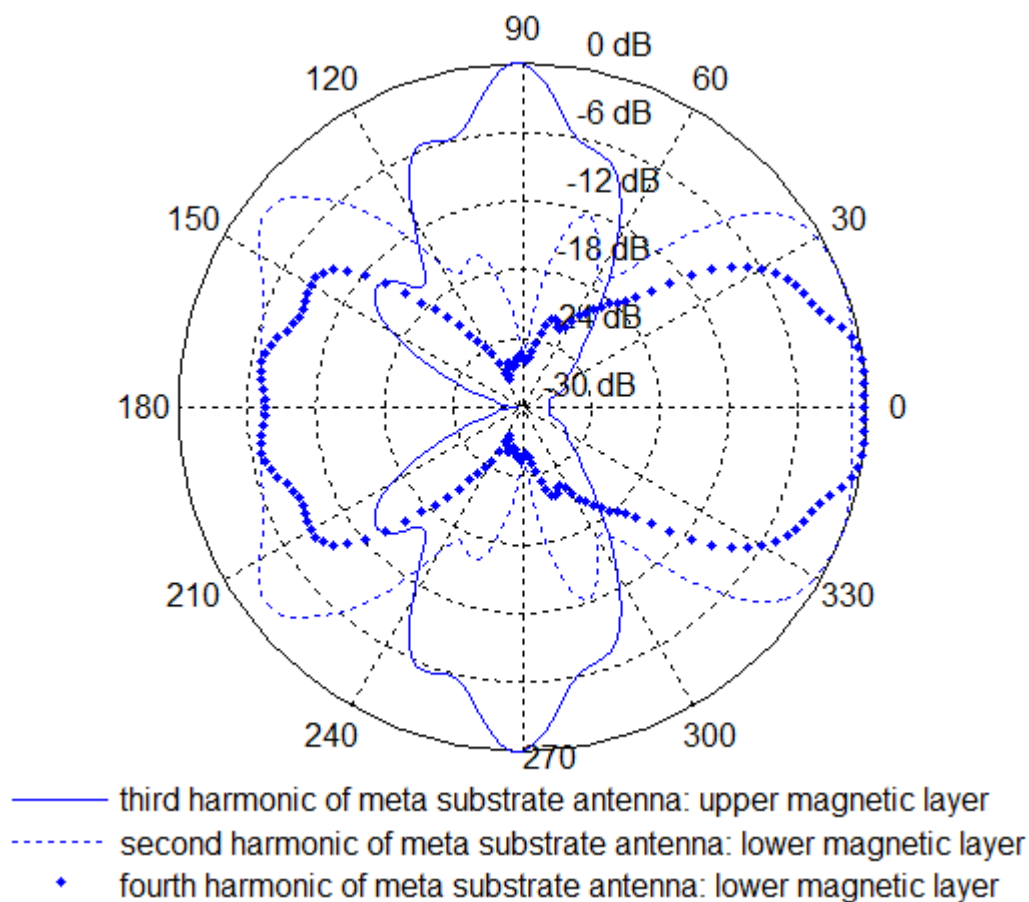


Рис. 6.39. Діаграма спрямованості мікросмужкової антени (а) з двошаровою композитною підкладкою ($\varepsilon_1=18,2572$, $\varepsilon_2=12$, $\mu_1=0,8601$, $\mu_2=1,1399$, $r_1=r_2=0,000025 \text{ м}$) для випадку верхнього магнітного шару на частоті 27.26 ГГц (б) з двошаровою композитною підкладкою ($\varepsilon_2=18,2572$, $\varepsilon_1=12$, $\mu_2=0,8601$, $\mu_1=1,1399$, $r_1=r_2=0,000025 \text{ м}$) для випадку нижнього магнітного шару на частоті 19.04 ГГц (с) з двошаровою композитною підкладкою ($\varepsilon_2=18,2572$, $\varepsilon_1=12$, $\mu_2=0,8601$, $\mu_1=1,1399$, $r_1=r_2=0,000025 \text{ м}$) для випадку нижнього магнітного шару на частоті 27.7 ГГц

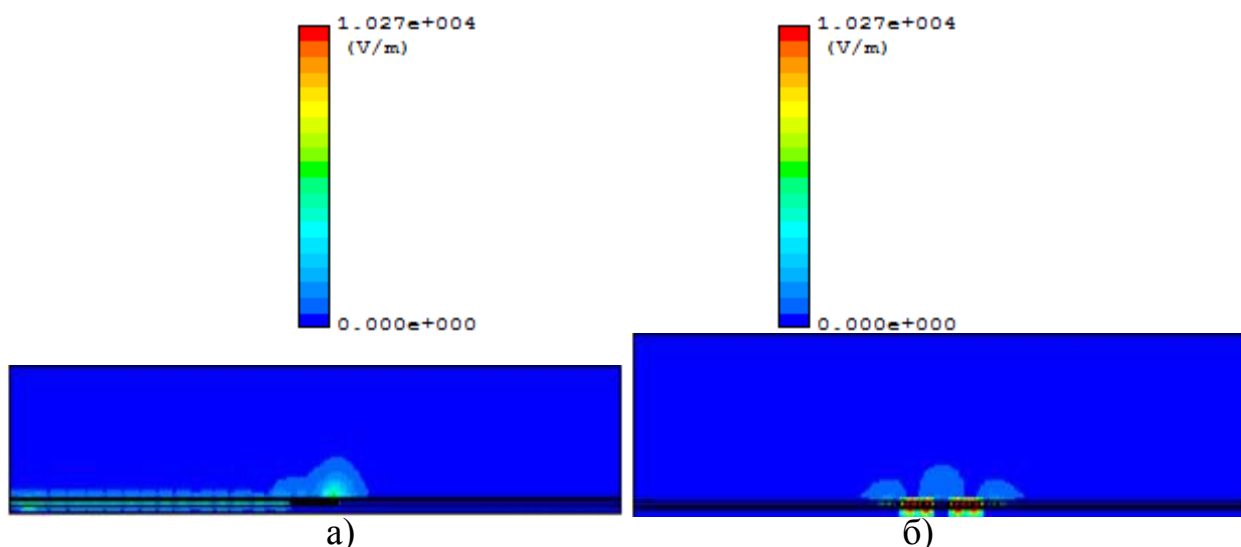


Рис. 6.40. Розподіл поля у ближній зоні мікросмужкової антени з двошаровою композитною підкладкою ($\varepsilon_1 = 18,2572$, $\varepsilon_2 = 12$, $\mu_1 = 0,8601$, $\mu_2 = 1,1399$, $r_1 = r_2 = 0,000025$ м) на частоті 27,26 ГГц в перерізі вздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) для випадку нижнього магнітного шару

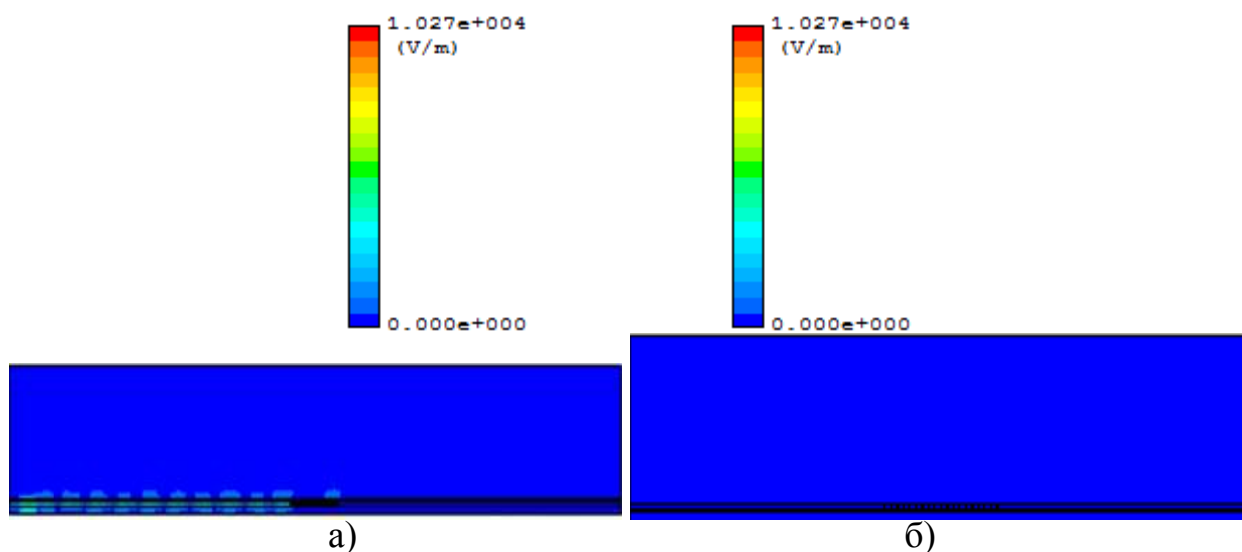


Рис. 6.41. Розподіл поля у ближній зоні мікросмужкової антени з двошаровою композитною підкладкою ($\varepsilon_1 = 18,2572$, $\varepsilon_2 = 12$, $\mu_1 = 0,8601$, $\mu_2 = 1,1399$, $r_1 = r_2 = 0,000025$ м) на частоті 19,03 ГГц в перерізі вздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) для випадку нижнього магнітного шару

Останні результати говорять про високу ефективність випромінювання антен із композитними двошаровими підкладками на вищих гармоніках, що, у свою чергу, підтверджує висловлену раніше ідею про те, що антени з метаматеріальними або композитними підкладками можуть ефективно

випромінювати на додаткових частотах і в додатковому напрямку (в θ площині), тобто є мультидіапазонними і мультиспрямованими.

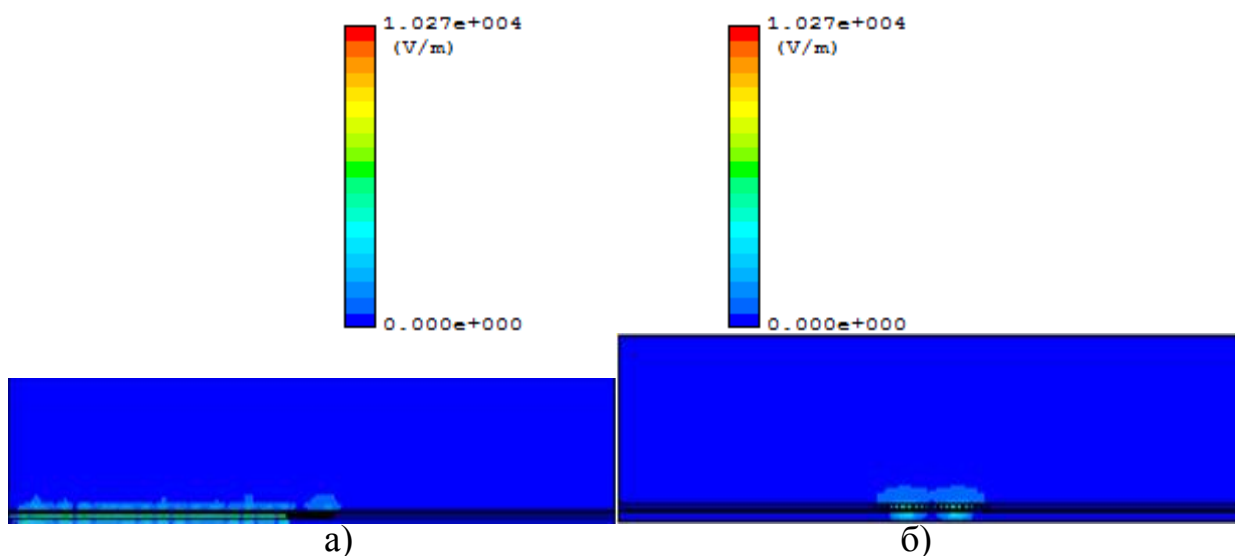


Рис. 6.42. Розподіл поля у ближній зоні мікросмужкової антени з двошаровою композитною підкладкою ($\varepsilon_1 = 18,2572$, $\varepsilon_2 = 12$, $\mu_1 = 0,8601$, $\mu_2 = 1,1399$, $r_1 = r_2 = 0,000025$ м) на частоті 27,7 ГГц в перерізі вздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) для випадку нижнього магнітного шару

Поставимо задачу вивчити вплив зміни об'ємної частки металу на випромінювальні властивості антен із двошаровими композитними підкладками.

Щоб вивчити вплив зміни об'ємної частки металу на випромінювальні властивості мікросмужкових антен із двошаровими композитними підкладками, вивчимо спектри їх S-параметрів, отримаємо їх ДС, розподіл полів у ближній зоні, а також такі параметри поля в далекій зоні - G_{\max} і $KKД$ для антен із великими за радіусами дротами (включеннями): $r_1 = r_2 = 0,00005$ м (відповідні результати чисельного моделювання з використанням симулятора PLANC FDTD моделювання для матеріальних параметрів підкладки антен наведені вище: $\varepsilon_{m1} = 14,5534$, $\mu_1 = 0,9824$, $\mu_2 = 1,0176$, $\varepsilon_{m2} = 9,5651$, $\mu_{i2} = 2,8978$). Як і при розгляді підкладки з малими значеннями об'ємної частки металу ($r_1 = r_2 = 0,000025$ м), будемо

виділяти два випадки: 1) випадок нижнього магнітного шару; 2) випадок верхнього магнітного шару. На рис. 6.43 представлені S_{11} -спектри зазначених вище випадків і спектр еквівалентної антени з діелектричною підкладкою. Порівнюючи дані спектри зі спектрами антен із провідниками малого радіусу (рис. 6.35), помічаємо, що чим менша об'ємна частка металу шарів підкладки антени, тим ширший частотний діапазон застосування принципу мінімізації, що викладений у підрозділі 6.1.1.

Порівнявши рис. 6.35 і рис. 6.43, також можна зазначити, що частотний спектр S_{11} -параметра випадку нижнього магнітного шару незначно деформується при зміні об'ємної частки металу включень підкладки, у той час як в разі верхнього магнітного шару спектр S_{11} -параметра в значній мірі зрушується праворуч при збільшенні об'ємної частки металевих включень підкладки.

На рис. 6.44 представлені ДС за напруженістю електричного поля для розглянутих випадків мікросмушкових антен, що відповідають головним резонансам. Як впливає з цього рисунка, в ДС антен із двошаровими композитними підкладками зі збільшенням об'ємної частки металу підкладки з'являються невеликі бічні пелюстки, які відсутні на ДС антен з одношаровими метаматеріальними підкладками. У той же час, як і в останньому випадку, антени з одношаровими метаматеріальними підкладками, є односмуговими: FDTD-моделювання для додаткових гармонік розглянутих антен показало, що всі додаткові гармоніки антен не мають практичного інтересу. Таким чином, приходимо до ще одного важливого висновку щодо якісної зміни випромінювальних властивостей антен із двошаровими композитними підкладками зі зміною об'ємної частки металу: збільшення об'ємної частки металевих включень у двошаровій композитній підкладці призводить до неможливості використання вищих гармонік цих антен на практиці.

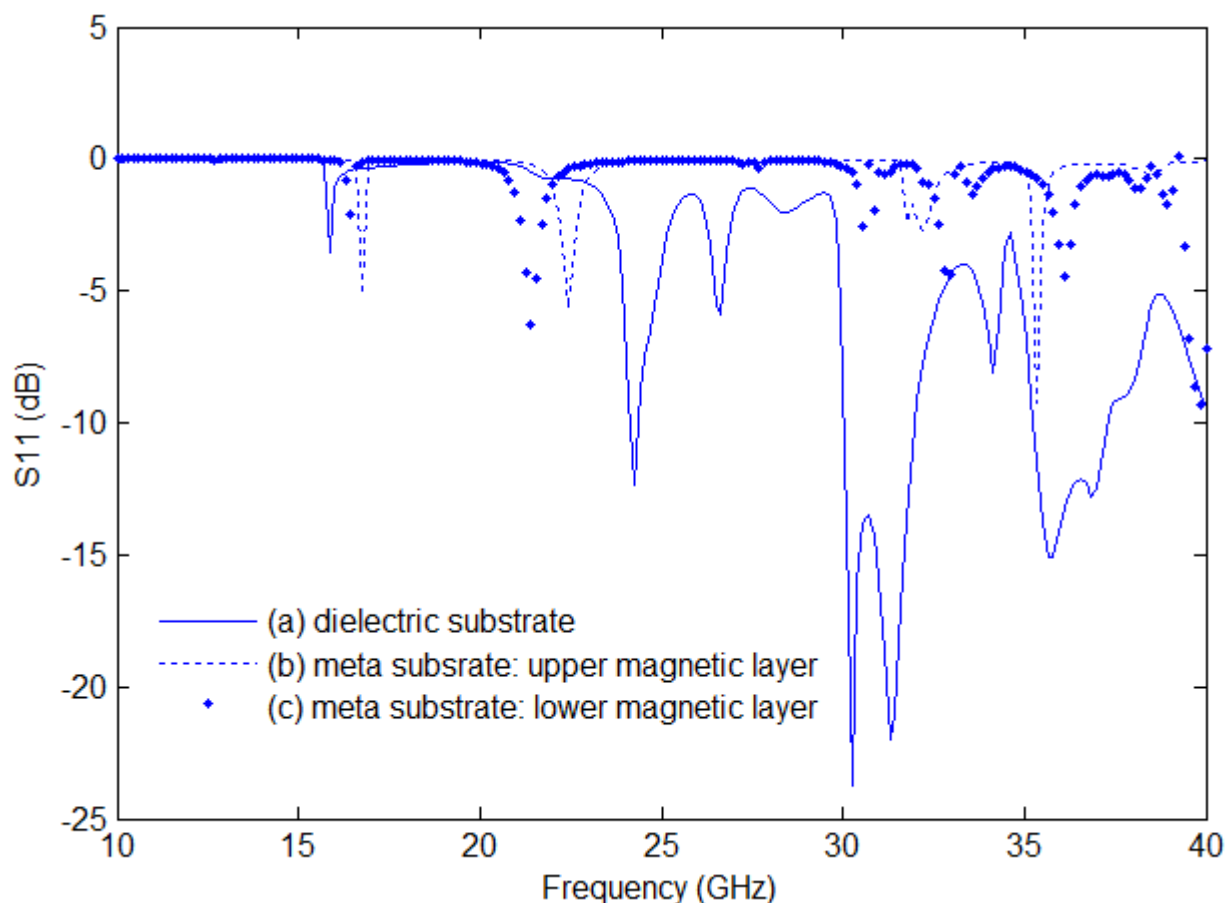


Рис. 6.43. Спектри S_{11} -параметрів мікросмужкової антени (a) з діелектричною підкладкою ($\varepsilon_r = 14,4816$) (b) з двошаровою композитною підкладкою ($\varepsilon_1 = 18,2572$, $\varepsilon_2 = 12$, $\mu_1 = 0,8601$, $\mu_2 = 1,1399$, $r_1 = r_2 = 0,00005$ м) для випадку верхнього магнітного шару (c) з двошаровою композитною підкладкою ($\varepsilon_2 = 18,2572$, $\varepsilon_1 = 12$, $\mu_2 = 0,8601$, $\mu_1 = 1,1399$, $r_1 = r_2 = 0,00005$ м) для випадку нижнього магнітного шару

На рис. 6.45-6.46 представлені розподіли полів у ближній зоні для розглянутих вище дизайнів мікросмужкових антен із двошаровими композитними підкладками. Порівнюючи дані розподіли з розподілами полів у випадку малої об'ємної частки металевих включень підкладки (див. рис. 6.40-6.42), приходимо до висновку, що збільшення об'ємної частки металу підкладки незначно змінює структуру поля антени у ближній зоні, інтенсивність якого при будь-яких значеннях об'ємної частки металу менша за інтенсивність розподілу ближнього поля еквівалентної антени з діелектричною підкладкою. Останній факт свідчить на користь використання розглянутих антен із двошаровими композитними підкладками у виробництві гаджетів і при використанні у мобільному зв'язку незалежно від об'ємної

частки металевих включень підкладки. На користь останнього факту також свідчать і результати FDTD-моделювання для деяких характеристик полів у далекій зоні, - G_{\max} і $KKД$: $G_{\max}=6,4813 \text{ dB} = G(\theta=50^\circ, \varphi=0^\circ)$ і $KKД=75,74 \%$ для випадку верхнього магнітного шару, і $G_{\max}=3,0902 \text{ dB} = G(\theta=50^\circ, \varphi=0^\circ)$ і $KKД=38,5 \%$ - для випадку нижнього магнітного шару.

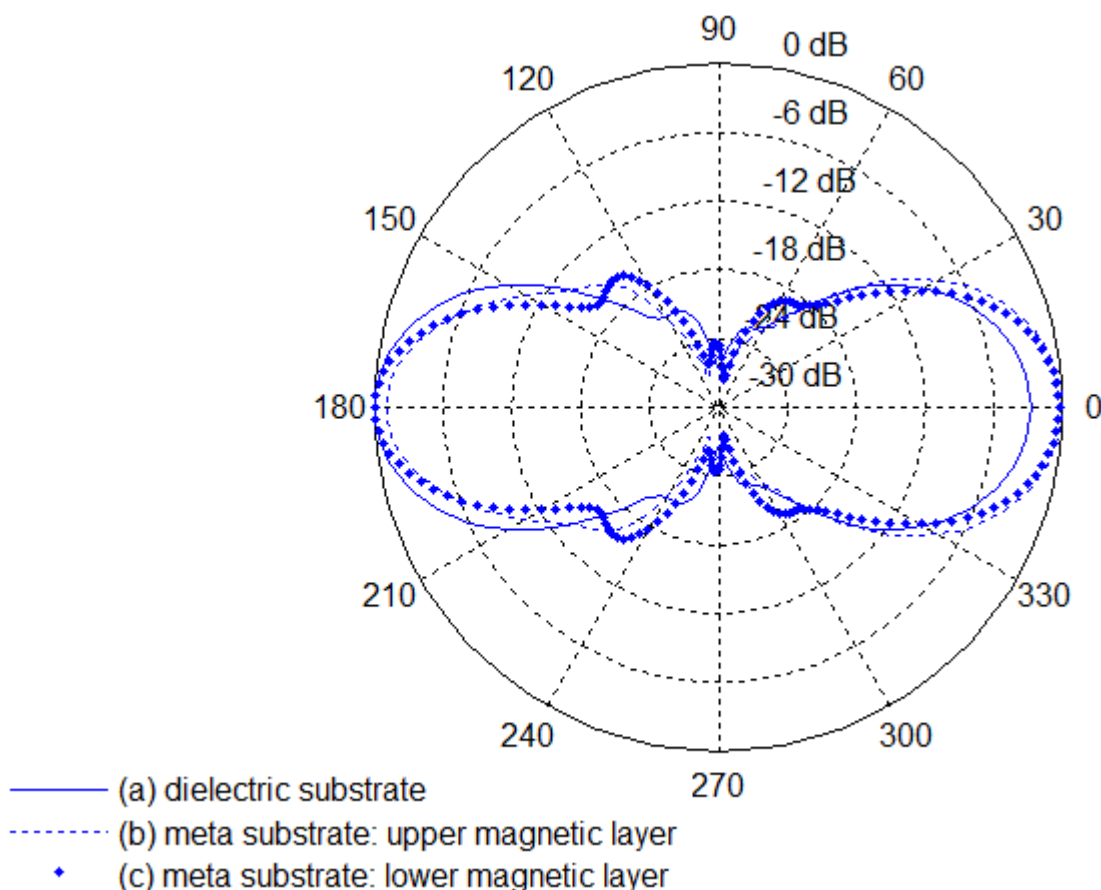


Рис. 6.44. Діаграма спрямованості мікросмужкової антени (a) з діелектричною підкладкою ($\varepsilon_r = 14,4816$) на частоті 15,84 ГГц (b) з двошаровою композитною підкладкою ($\varepsilon_1 = 18,2572$, $\varepsilon_2 = 12$, $\mu_1 = 0,8601$, $\mu_2 = 1,1399$, $r_1 = r_2 = 0,00005 \text{ м}$) для випадку верхнього шару на частоті 16,75 ГГц (c) з двошаровою композитною підкладкою ($\varepsilon_2 = 18,2572$, $\varepsilon_1 = 12$, $\mu_2 = 0,8601$, $\mu_1 = 1,1399$, $r_1 = r_2 = 0,00005 \text{ м}$) для випадку нижнього магнітного шару на частоті 16,39 ГГц

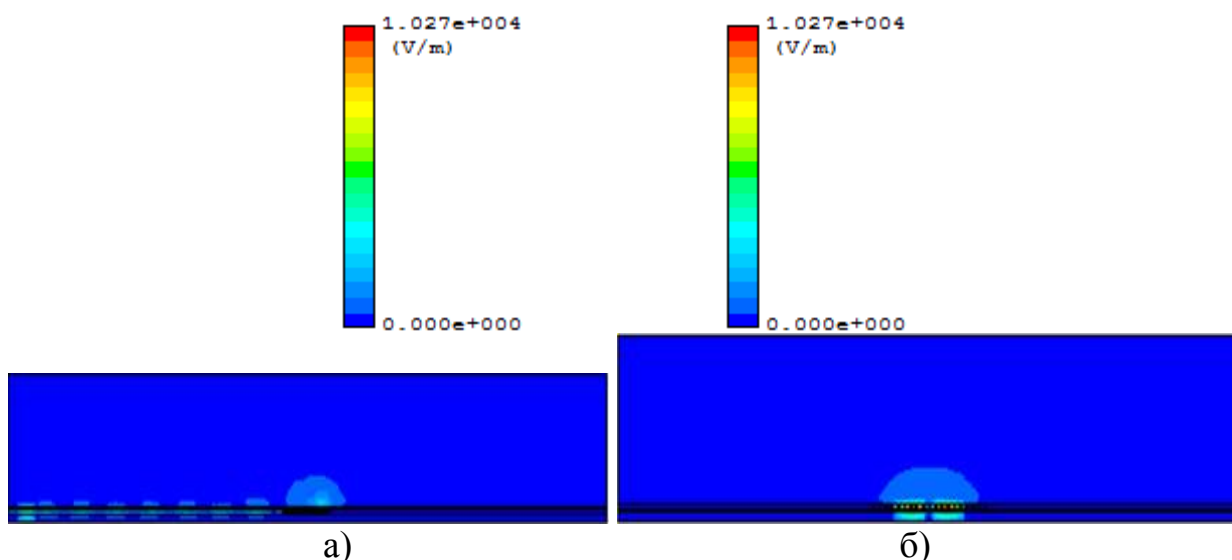


Рис. 6.45. Розподіл поля у ближній зоні мікропосмужкової антени з двошаровою композитною підкладкою ($\varepsilon_1 = 18,2572$, $\varepsilon_2 = 12$, $\mu_1 = 0,8601$, $\mu_2 = 1,1399$, $r_1 = r_2 = 0.00005$ м) на частоті 16,75 ГГц в перерізі вздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) для випадку нижнього магнітного шару

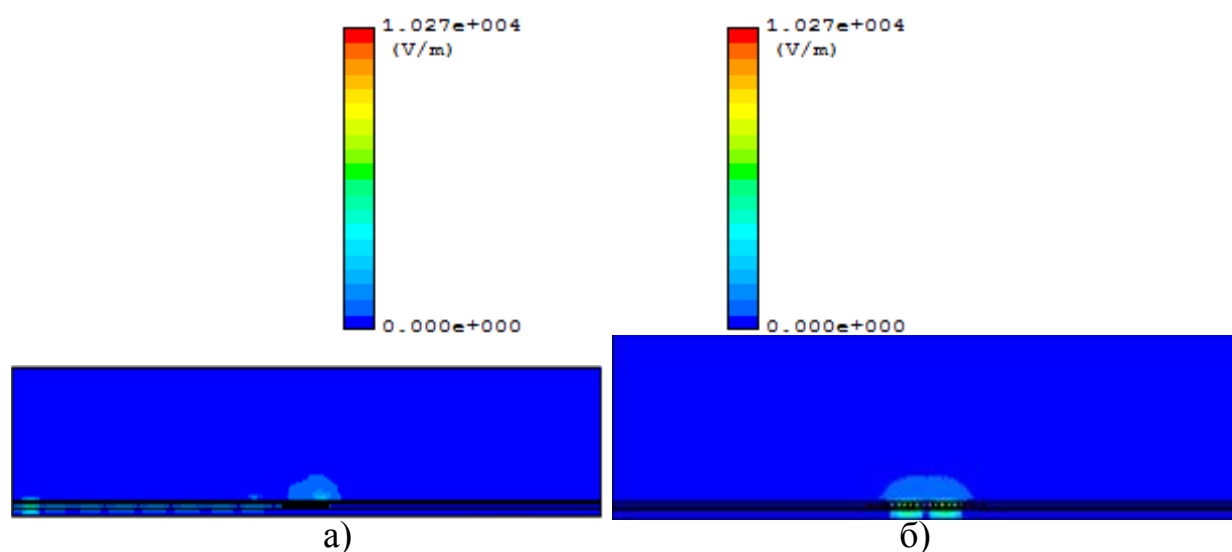


Рис. 6.46. Розподіл поля у ближній зоні мікропосмужкової антени з двошаровою композитною підкладкою ($\varepsilon_1 = 18,2572$, $\varepsilon_2 = 12$, $\mu_1 = 0,8601$, $\mu_2 = 1,1399$, $r_1 = r_2 = 0.00005$ м) на частоті 16,39 ГГц в перерізі вздовж елемента живлення (а) і в перетині, перпендикулярному до елемента живлення (б) для випадку нижнього магнітного шару

Останні результати, а також результати розрахунків для випадку верхнього магнітного шару з малими значеннями об'ємної частки металевих включень підкладки говорять про перспективність наведеної в підрозділі 6.1 концепції мінімізації мікросмужкових антен стосовно двошарових

композитних підкладок. Більш того, як показує порівняльний аналіз характеристик випромінювання одношарових і двошарових антен, антени з двошаровими немагнітними підкладками ($\varepsilon_r > 1$, $\mu_r = 1$) є найбільш перспективними при використанні у мобільному зв'язку і для виробництва гаджетів.

У даному підрозділі дисертації не розглядається випадок сферичних металевих включень, як це було зроблено в підрозділі 6.1.3. Це обумовлено тим, що при цьому в структурі підкладки об'ємна частка металу завжди буде недостатньою для виконання другої рівності системи (6.30), оскільки дійсна частина ефективної відносної магнітної проникності кожного підшару завжди буде перевищувати одиницю.

Для порівняння характеристик випромінювання всіх антен із циліндричними включеннями, розглянутих у даному розділі, зручно використовувати табл. 6.2, в якій наведено зведену інформацію про всі важливі параметри цих антен, визначених на їх головних резонансних частотах. У цій таблиці f_m – змодельоване значення головної резонансної частоти. Як видно з цієї таблиці, викладений у підрозділі 6.1.1 принцип мініатюризації мікросмужкових антен є найбільш ефективним при використанні двошарових композитних підкладок. Дійсно, в останньому випадку (у разі двошарових композитних підкладок) досягаються максимальні значення параметру G_{\max} і найбільші значення $KKД$ антен. Більш того, при зміні об'ємної частки металевих включень підкладки можливе отримання тих G_{\max} для тих же самих кутів для G_{\max} , що і в еквівалентної антени, а також "розворот" за кутом φ на 180° , - "зміна місцями" головного і заднього пелюсток ДС (значення кута θ при цьому залишається незмінним), у той час як у антен з одношаровою магнітною метаматеріальною підкладкою спостерігається лише "випадок зміни місцями" головного і заднього пелюсток ДС. Крім того, незважаючи на такі переваги останніх антен (антен з одношаровою магнітною метаматеріальною

підкладкою), як мала різниця ($f_m - f_r$), максимальні значення параметрів G_{\max} і BW , дані антени все ж мають істотний недолік відносно антен із двошаровими композитними немагнітними підкладками, а саме, - менші значення для $KKД$.

З огляду на мультисмуговий характер деяких з вищезазначених антен, представляє інтерес порівняння характеристик випромінювання цих антен на вторинних "робочих" (вищих) гармоніках (рис. 6.24-6.25 і рис. 6.40-6.42). Відповідні характеристики випромінювання антен наведені в табл. 6.3, де f_h – певна вища гармоніка випромінювання мікросмужкової антени. Як видно з цієї таблиці, а також з рис. 6.24-6.25 і рис. 6.40-6.42, мікросмужкові антени з одношаровими магнітними метаматеріальними підкладками можуть бути схарактеризовані трьома перевагами перед мікросмужковими антенами з двошаровими немагнітними композитними підкладками: 1) менший зсув частот ($f_h - f_r$), 2) більш виражена мультиспрямованість, 3) велика робоча смуга частот (і більшу кількість додаткових "робочих" вищих гармонік). У той же час останні антени (антени з двошаровими немагнітними підкладками), у свою чергу, мають дві суттєві переваги перед першими антенами (антени з одношаровими магнітними підкладками): 1) більш високі значення параметра G_{\max} , 2) більш високі значення параметра $KKД$. Проте, вибір типу антени, яка випромінює на одній із вторинних (вищих) гармонік, визначається скоріше заданими напрямками випромінювання, ніж значеннями таких параметрів, як G_{\max} і $KKД$, оскільки останні у всіх мікросмужкових антен, розглянутих у табл. 6.3, незначно відрізняються від відповідних значень еквівалентної антени з діелектричною підкладкою.

Відзначимо, що випадок сферичних включень у даній роботі представлений лише мікросмужковими антенами з одношаровими метаматеріальними підкладками, що були розглянуті в підрозділі 6.1.3. Дані випромінювальних характеристик цих антен наведені в табл. 6.4. У цій

таблиці представлено інформацію, як про основні, так і про вищі "робочі" гармоніки. Порівнюючи ці дані з відповідними даними табл. 6.2-6.3, приходимо до дуже важливого висновку, що великі обсяги частки металу у підкладках забезпечують кращі значення параметрів G_{\max} і $KKД$ при відносному збереженні форми ДС еквівалентної антени з діелектричною підкладкою. При цьому необхідно підкреслити, що металеві включення в підкладках не можуть торкатися один одного, щоб підкладка антени не перетворилася на екрануючий шар.

6.4. Теорема про магнітну двошарову підкладку

Логічним кроком на шляху розвитку ідеї використання магнітних композитних підкладок для створення мікросмужкових антен, розвиненої у підрозділі 6.2, було б розповсюдження цієї ідеї на випадок двошарових композитних підкладок, точно так само, як це було зроблено у вигляді розповсюдження концепції мінімізації підрозділу 6.1.1 на випадок немагнітних метаматеріальних/композитних підкладок, що складаються з двох немагнітних метаматеріальних шарів. Однак дане узагальнення неможливе для випадку, коли метаматеріальні/композитні шари підкладки є двокомпонентними композитними матеріалами. Покажемо це на досить простому прикладі, що, в свою чергу, дасть можливість сформулювати важливу теорему, попередньо довівши необхідність і достатність цієї теореми.

Розглянемо випадок двошарової магнітної підкладки, тобто випадок, при якому підкладка складається з двох метаматеріальних шарів з однаковою геометрією, причому її ефективна відносна діелектрична проникність ε_r є близькою до одиниці, а її ефективна відносна магнітна проникність μ_r більша за одиницю. Підставляючи $\varepsilon_r = 1$ і $\mu_r > 1$ до системи (6.28), отримаємо:

Таблиця 6.2

Характеристики антен, що визначені на головних резонансах: випадок циліндричних включень

Тип підкладки	Об'ємна частка металу	Кількість шарів підкладки	Положення магнітного шару	$(f_m - f_r)$, ГГц	G_{\max} , dB	КПД, %
					θ, φ	
Діелектрична ($\varepsilon_r = 14,4816, \mu_r = 1$)	—	1	—	0,84	4,944	56,57
					$50^\circ, 180^\circ$	
Метаматеріальна ($\varepsilon_r = 14,4816, \mu_r = 1$)	Мала	1	—	1,78	4,6076	47,921
					$50^\circ, 180^\circ$	
Метаматеріальна ($\varepsilon_r = 14,4816, \mu_r = 1$)	Велика	1	—	-0,18	2,8655	35,23
					$50^\circ, 180^\circ$	
Метаматеріальна ($\mu_r = 3, \varepsilon_r = 1$)	Велика	1	—	-1,45	6,9791	52,396
					$50^\circ, 0^\circ$	
	Мала	1	—	-0,002	6,6899	80,186
					$50^\circ, 0^\circ$	
Метаматеріальна ($\mu_r = 4, \varepsilon_r = 1$)	Велика	1	—	-0,72	2,5847	24,982
					$50^\circ, 0^\circ$	
	Мала	1	—	1,91	5,1761	42,708
					$50^\circ, 0^\circ$	
Композитна ($\varepsilon_r = 14,4816, \mu_r = 1$)	Мала	2	Верхній	1,3	3,9467	43,69
					$50^\circ, 0^\circ$	
Композитна ($\varepsilon_r = 14,4816, \mu_r = 1$)	Мала	2	Нижній	-0,8	6,665	72,605
					$50^\circ, 180^\circ$	
Композитна ($\varepsilon_r = 14,4816, \mu_r = 1$)	Велика	2	Верхній	1,75	6,4813	75,74
					$50^\circ, 0^\circ$	
Композитна ($\varepsilon_r = 14,4816, \mu_r = 1$)	Велика	2	Нижній	1,39	3,0902	38,5
					$50^\circ, 0^\circ$	

Таблиця 6.3

Характеристики антен, що визначені на вищих "робочих" гармоніках: випадок циліндричних включень

Тип підкладки/номер гармоніки	Об'ємна частка металу	Кількість шарів підкладки	Положення магнітного шару	$(f_h - f_r)$, ГГц	G_{\max} , dB	КПД, %
					θ, φ	
Метаматеріальна ($\mu_r = 3, \varepsilon_r = 1$)/ вторая	Велика	1	—	1,58	3,9187	49,027
					$60^\circ, 320^\circ$	
					$60^\circ, 40^\circ$	
Метаматеріальна ($\mu_r = 3, \varepsilon_r = 1$)/ третья	Велика	1	—	5,82	5,0355	49,48
					$50^\circ, 180^\circ$	
Метаматеріальна ($\varepsilon_r = 14.4816, \mu_r = 1$)/ вторая	Мала	1	—	5,56	5,427	78,21
					$50^\circ, 0^\circ$	
Композитна ($\varepsilon_r = 14,4816, \mu_r = 1$)/ третья	Мала	2	Верхній	12,26	5,8976	58,159
					$50^\circ, 90^\circ$	
Композитна ($\varepsilon_r = 14,4816, \mu_r = 1$)/ четверта	Мала	2	Нижній	4,04	4,5411	63,96
					$23^\circ, 337^\circ$	
Композитна ($\varepsilon_r = 14,4816, \mu_r = 1$)/ четвертая	Мала	2	Нижній	12,7	$50^\circ, 90^\circ$	88,536
					$50^\circ, 0^\circ$	

Таблиця 6.4

Характеристики антен, що визначені на головних резонансах і на вищих “робочих” гармоніках: випадок сферичних включень

Тип підкладки/номер гармоніки	Об'ємна частка металу	Кількість шарів підкладки	Положення магнітного шару	$(f_h - f_r)$, ГГц	G_{\max} , dB	КПД, %
					θ, φ	
Метаматеріальна ($\varepsilon_r = 14,4816, \mu_r = 1$)/ главная	Мала	1	—	1,58	5,657	62,9
					$50^\circ, 180^\circ$	
Метаматеріальна ($\varepsilon_r = 14,4816, \mu_r = 1$)/ главная	Велика	1	—	1,4	3,826	39,215
					$50^\circ, 180^\circ$	
Метаматеріальна ($\varepsilon_r = 14,4816, \mu_r = 1$)/ третья	Велика	1	—	12,69	4,882	52,452
					$80^\circ, 0^\circ$	
Метаматеріальна ($\varepsilon_r = 14,4816, \mu_r = 1$)/ третья	Велика	1	—	12,94	4,145	46,071
					$80^\circ, 0^\circ$	

$$\left. \begin{aligned} \left(1 + \frac{d_1}{d_2}\right) \varepsilon_1 \varepsilon_2 &= \varepsilon_1 + \frac{d_1}{d_2} \varepsilon_1, \\ \mu_1 d_1 + \mu_2 d_2 &> 0, \end{aligned} \right\} \quad (6.31)$$

де ε_1 – ефективна відносна діелектрична проникність першого шару, а μ_1 – його ефективна відносна магнітна проникність, ε_2 – ефективна відносна діелектрична проникність другого шару, а μ_2 – його ефективна відносна магнітна проникність.

Як показали чисельні експерименти з використанням симулятора PLANC FDTD $\text{Re}(\varepsilon_1) > 1$, $\text{Re}(\varepsilon_2) > 1$, $0 < \text{Re}(\mu_1) \leq 1$, $0 < \text{Re}(\mu_2) \leq 1$, а тангенс діелектричних і магнітних втрат метаматеріальних підшарів $\leq 10^{-3}$ у широкому діапазоні частот, включаючи НВЧ-діапазон (див., наприклад, табл. 2.4 і табл. 2.6). Це дозволяє вважати, що $\text{Im}(\varepsilon_1) \approx 0$, $\text{Im}(\varepsilon_2) \approx 0$, $\text{Im}(\mu_1) \approx 0$, $\text{Im}(\mu_2) \approx 0$; при цьому нерівність із системи (6.31) виконується "автоматично". У зв'язку з цим зосередимо нашу увагу виключно на першій рівності (6.31).

Виразимо ε_1 через ε_2 , враховуючи при цьому, що d_1 і d_2 додатні параметри. У результаті отримаємо:

$$\varepsilon_1 = \frac{d_1}{d_2} \frac{\varepsilon_2}{\left(1 + \frac{d_1}{d_2}\right) \varepsilon_2 - 1}. \quad (6.32)$$

Як було зазначено вище, у НВЧ-діапазоні частот метаматеріальні шари, що розглядаються, мають дійсні частини відносних ефективних діелектричних проникностей більше за одиницю (їх уявними частинами ми нехтуємо, як і уявними частинами ефективних відносних магнітних проникностей). Нехай, для визначеності $\varepsilon_2 > 1$. Покажемо, що в цьому випадку має бути $\varepsilon_1 < 1$. Для цього будемо діяти від протилежного, - тобто,

припустимо, що $\varepsilon_1 > 1$. Тоді згідно з рівністю (6.32) $(d_1/d_2)\varepsilon_2((1+d_1/d_2)\varepsilon_2-1)^{-1} > 1$ або ж $\varepsilon_2 < 1$, що суперечить початковій умові для ε_2 . Покажемо тепер, що $\varepsilon_2 > 1$, якщо спочатку задано, що $\varepsilon_1 > 1$. Для цієї мети використовуємо вираз (6.31), щоб виразити ε_2 як функцію ε_1 , враховуючи, що d_1 і d_2 додатні параметри. Відповідні математичні викладки приводять до формули:

$$\varepsilon_2 = \frac{\varepsilon_1}{\left(1 + \frac{d_1}{d_2}\right)\varepsilon_2 - \frac{d_1}{d_2}}. \quad (6.33)$$

Нехай для визначеності $\varepsilon_1 > 1$. Покажемо, що в цьому випадку має $\varepsilon_2 < 1$. Як і раніше, будемо діяти від протилежного, тобто припустимо, що $\varepsilon_2 > 1$. Тоді згідно з рівністю (6.32) $\varepsilon_1((1+d_1/d_2)\varepsilon_2-d_1/d_2)^{-1} > 1$ або ж $\varepsilon_1 < 1$, що суперечить початковій умові для ε_1 .

Таким чином, приходимо до формулювання важливої теореми.

Теорема: Для того, щоб двошаровий композит був магнітним і мав дійсну частину ефективної діелектричної проникності, що дорівнює одиниці, необхідно і достатньо, щоб матеріальні складові його шару складалися з більш ніж двох компонентів.

Необхідність і достатність сформульованої вище теореми фактично доведені вище, їх докази наведені безпосередньо перед формулюванням теореми.

Виконання сформульованої вище теореми на випадок двокомпонентного метаматеріалу легко перевіряється для метаферита, розглянутого в п'ятому розділі. Іншим прикладом виконання умов даної теореми на випадок трьохкомпонентного метаматеріалу є випадок періодичного композитного середовища, що запропоноване і розглянуте в роботі [225] і складається з двох підрешіток діелектричних сферичних частинок радіусів, впроваджених у матеріал-матрицю.

6.5. Розміри метаматеріальних/композитних підкладок

При конструюванні мікросмужкових антен із використанням розглянутих вище метаматеріальних/композитних підкладок, а також антенних решіток на їх основі дуже важливою обставиною є визначення лінійних розмірів підкладок. У даній дисертації пропонується обчислювати довжину підкладки L_{sub} і її ширину W_{sub} за допомогою формул:

$$\left. \begin{aligned} L_{sub} &= L + 6b \cdot d, \\ W_{sub} &= W + 6 \cdot \Delta W. \end{aligned} \right\} \quad (6.35)$$

де ΔW може бути обчислено за допомогою формули (6.15) як для випадку немагнітних ($\varepsilon_r > 1$, $\mu_r = 1$), так і для випадку магнітних ($\mu_r > 1$, $\varepsilon_r \approx 1$) метаматеріальних/композитних підкладок.

6.6. Висновки до шостого розділу

Використання метаматеріалів із приростом ефективної відносної діелектричної і/або магнітної проникності для виготовлення підкладок прямокутних мікросмужкових антен НВЧ-діапазону дозволяє істотно зменшити профіль таких антен, а також поліпшити такі їх параметри, як максимальне значення коефіцієнта посилення за потужністю G_{max} і коефіцієнт корисної дії $KKД$. При цьому помітного ефекту в поліпшенні цих параметрів антен вдається досягти при використанні двошарових композитних підкладок, тобто підкладок, що складаються з двох шарів метаматеріалів. Ще однією перевагою використання таких підкладок є те, що сконструйовані на їх основі мікросмужкові антени є мультисмужними і мультиіспрямованими.

Вибір метаматеріалів із приростом ефективної діелектричної проникності для виготовлення підкладок є кращим, якщо основними вимогами при конструюванні антени є отримання максимальних значень параметрів G_{max} і $KKД$, а також найкраще збереження форми діаграми

спрямованості у порівнянні з еквівалентною антеною з діелектричною підкладкою. Вибір на користь метаматеріальної підкладки з приростом ефективної відносної магнітної проникності є кращим, якщо визначальними вимогами при конструюванні антени є: 1) менший зсув головної гармоніки від розрахованого значення резонансної частоти, 2) найбільша мініатюризація профілю, 3) широка робоча смуга частот. У свою чергу, при конструюванні підкладки важливим моментом є вибір форми металевих включень. Як показали результати чисельних експериментів з використанням електромагнітного симулятора PLANC FDTD, такий вибір повинен забезпечувати досить великі об'єми металевих включень підкладки, щоб досягти прийнятних значень параметрів G_{max} і $KKД$.

Таким чином, вибір типу метаматеріальної/композитної підкладки при конструюванні антени залежить виключно від виду додатка, для якого конструюється антена.

Результати досліджень, викладені у даному розділі, відображені у публікаціях здобувача: [36], [38], [39], [40], [42] (статті у журналах), [51-53] (тези конференцій).

ВИСНОВКИ

У дисертації створено новий науковий напрямок дослідження нерезонансних метаматеріалів методом теорії ефективного середовища. Головною проблемою, на вирішення якої спрямовано цей метод, є отримання частотно-залежних виразів для комплексних ефективних відносних проникностей розглянутих у роботі метаматеріальних/композитних середовищ і об'єктів. У ході дослідження було також виявлено та проаналізовано кілька нових фізичних явищ.

Об'єктом досліджень, проведених у цій дисертаційній роботі, є нерезонансні двокомпонентні метаматеріали, що являють собою однорідні й ізотропні діелектричні матриці або середовища з періодично вбудованими в них металевими включеннями циліндричної і сферичної форм.

Теоретично та експериментально було показано, що якщо включення таких метаматеріалів виготовлені з немагнітних металів, то в НВЧ-діапазоні ці метаматеріали можуть мати приріст ефективної відносної діелектричної проникності і діамагнітну ефективну відносну магнітну проникність (точніше, їх дійсну частину). Уперше з'ясовано фізичні основи цих явищ. НВЧ-теорію ефективного середовища було розроблено в даній роботі для цих метаматеріальних середовищ.

Також у даній дисертації було розвинено НВЧ-теорію ефективного середовища на випадок включень із феромагнітних металів, частково і повністю намагнічених зовнішнім постійним магнітним полем. Ця теорія показала, що в залежності від орієнтації зовнішнього поля намагнічування і напрямку розповсюдження первинної ЕМ-хвилі можуть спостерігатися такі фізичні явища, які супроводжуються: приростом ефективної відносної магнітної проникності, низькими позитивними і навіть негативними її значеннями (точніше, її дійсної частини). Важливою особливістю всіх розглянутих у даній роботі метаматеріальних середовищ (з магнітними і немагнітними включеннями) є наявність у них малих втрат майже у всьому

розглянутому діапазоні частот.

Незважаючи на те, що дана дисертаційна робота в основному має теоретичний характер (лише один розділ її присвячено експериментальним дослідженням), основні її результати та висновки орієнтовані виключно на практичне використання. Більш того, у третьому розділі запропоновані нові підходи для вимірювання комплексних ефективних проникностей метаматеріалів у НВЧ-діапазоні. Також у даному розділі на основі результатів експериментів робиться висновок, що розглянуті метаматеріали можуть бути використані для створення НВЧ-хвильоводів і резонаторів, альтернативних вже існуючим, а результати вимірювань повністю підтверджують результати другого (теоретичного) розділу. Більш того, додаткові вимірювання з використанням магнітних метаматеріалів показали, що такі штучні матеріали можуть допомагати покращувати деякі характеристики ближнього і далекого полів мікросмужкових антен.

У п'ятому розділі представлено основи НВЧ-теорії ефективного середовища для штучного магнітного метаматеріала. При цьому окремо розглянуті і вивчені випадки часткового і повного намагнічування металевих включень. Показано, що в залежності від напрямку розповсюдження первісної ЕМ-хвилі щодо напрямку зовнішнього намагнічування такі метаматеріали можуть бути використані при створенні альтернативних (вже існуючим) фільтрів, конверторів фази, транспондерів і ретрансляторів ЕМ-хвиль НВЧ-діапазону, а також при створенні керованих селективних метаповерхонь НВЧ діапазону.

Шостий розділ присвячено питанням конструювання мініатюрних прямокутних мікросмужкових НВЧ-антен із метаматеріальними підкладками на основі нерезонансних метаматеріалів, що були розглянуті у попередніх розділах. У цьому розділі вдалося показати, що використання розглянутих метаматеріалів для створення підкладок мікросмужкових антен дозволяє істотно мінімізувати антенний профіль (до 80%) з одночасним поліпшенням таких параметрів далекого поля антени, як коефіцієнт посилення за

потужністю і коефіцієнт корисної дії. Крім того, у цьому розділі також доведено, що якщо підкладки антен складаються з двох шарів метаматеріалу таким чином, що ефективна відносна діелектрична проникність такої підкладки більша за одиницю, а її відносна магнітна проникність близька до одиниці, то вдається досягти найбільших значень для коефіцієнта посилення за потужністю та коефіцієнта корисної дії та істотно невеликих інтенсивностей ближніх полів, що важливо при проектуванні антен для гаджетів і при використанні їх у мобільному зв'язку. Важливо також відзначити, що згадані вище антени і антени з магнітними метаматеріальними підкладками можуть бути мультисмуговими і мультиспрямованими, тобто містять вторинні корисні гармоніки з випромінюванням у напрямках, відмінних від напрямків випромінювання головної гармоніки.

Незважаючи на присутність спадкоємності подачі матеріалу в даній дисертаційній роботі і логічної завершеності матеріалу її розділів, дисертант чітко бачить необхідність у логічному продовженні досліджень прикладного характеру на основі вже отриманих у дисертації результатів. Зокрема, автор дисертації вважає за необхідне почати дослідження зі створення на основі розглянутих у дисертації метаматеріалів НВЧ-хвильоводів і резонаторів, альтернативних вже існуючим. Також автор дисертації вважає за необхідне створення на основі розглянутих метаматеріалів таких приладів НВЧ-діапазону з керованими властивостями, як ізоляторів, фазообертачів, циркуляторів, фільтрів, конверторів фази і транспондерів, керованих метаповерхонь. Дані прилади планується створювати на основі метаферитного середовища, запропонованого у п'ятому розділі. Управління властивостями цих приладів передбачається здійснювати за рахунок керування величиною намагнічування феритних металевих включень метаферитного середовища. Управління намагнічуванням феритних металевих включень, як і врахування форми самих включень, також повинні стати важливими моментами у майбутніх дослідженнях зі створення

мініатюрних мікросмужкових мультиспрямованих мультідіапазонних антен із діапазоном частот, що перестроюється, а також скануючих антенних решіток, що є створеними на основі таких мініатюрних антен. Так, наприклад, зараз на кафедрі теоретичної радіофізики ХНУ імені В.Н. Каразіна триває робота за участю автора дисертації щодо створення прототипу антенно-фідерної системи за планарною друкованою технологією з використанням підкладок із метаматеріалу (метаповерхні), яка б мала корисні властивості щодо низького рівня прямої взаємодії між випромінюючим та приймаючим портами, компактністю, низькою вагою, діапазонністю та достатньою спрямованістю для використання у радіолокації близької дії. Отримані в дисертації результати виявилися дуже доречними на всіх етапах планування і проведення досліджень із цієї науково-дослідної роботи, а також з іншої науково-дослідної роботи, згідно з якою на кафедрі теоретичної радіофізики проводяться дослідження щодо резонансних метаматеріалів НВЧ-діапазону.

У висновках автор дисертації хоче висловити величезну подяку доктору фізико-математичних наук, професору Шульзі Сергію Миколайовичу, який люб'язно погодився стати консультантом даної дисертаційної роботи, а також професору Георгіусу Зуганелісу, який був першим учителем дисертанта в галузі метаматеріалів. Автор також висловлює вдячність доктору фізико-математичних наук, професору Колчигіну Миколі Миколайовичу, доктору фізико-математичних наук, доктору фізико-математичних наук, професору Масалову Сергію Олександровичу, старшому науковому співробітнику Свеженцеву Олександрові Євгеновичу, доктору фізико-математичних наук, професору Батракову Дмитру Олеговичу, доктору технічних наук, провідному науковому співробітникові Бикову Віктору Миколайовичу, кандидату фізико-математичних наук Ємельянову Костянтину Маріановичу, кандидату фізико-математичних наук, доценту Думину Олександрові Миколайовичу, кандидату фізико-математичних наук, доценту Багацькій Ользі В'ячеславівні, кандидату фізико-математичних наук, доценту Хардікову В'ячеславу Володимировичу,

доктору фізико-математичних наук, доценту Бутриму Олександрю Юрійовичу, кандидату фізико-математичних наук Легенькому Максиму Миколайовичу, кандидату фізико-математичних наук Антюфєєвій Марії Станіславівні та кандидату фізико-математичних наук, старшому науковому співробітнику Грідиній Валентині Анатоліївні за низку цінних порад, наданих при вирішенні деяких задач і написанні декількох статей, які лягли в основу даної дисертаційної роботи.

ЛІТЕРАТУРА

- [1]. Zouganelis G. Enhancement of Internal Dielectric Constants of Metallodielectrics Made from Layers of Nonmagnetic Wires / W. W. Cho, G. Zouganelis, H. Ohsato // Japanese Journal of Applied Physics. – 2006. – Vol.45, No. 3A. – P. 1694–1697.
- [2]. Zouganelis G. CAD of One-Layer Frequency Selected Surfaces with Metamaterials Properties / G. Zouganelis, T. Tsunooka, M. Andou // Journal of the European Ceramics Society. – 2006. – Vol. 26, Issues 10-11. – P. 2199-2203.
- [3]. Xiao-Yang He. Nonresonant Metamaterials with an Ultra-High Permittivity / Xiao-Yang He, Qi Chen, Lin-Cui Li, Chun Yang, Biao Li, Bang-Hua Zhou, Chuan-Xiang Tang // Chinese Physics Letters. – 2011, – Vol. 28, No. 5. – P. 057701-1-3.
- [4]. Schwartz B. T. A New Path: Ultralow-Index Metamaterials Present New Possibilities for Controlling Light Propagation / B.T. Schwartz and R. Piestun // OE Magazine. – 2005. – Vol.5. – P. 30-32, 2005.
- [5]. Jing-Jing Yang. Directive Emission Obtained by Mu- and Epsilon-Near-Zero Metamaterials / Jing-Jing Yang, Ming Huang, Jin-Hui Peng // Radioengineering. – June 2009. – Vol. 18, No. 2. – P. 124-128.
- [6]. Sadeghi H. Plasmonic Nanostructured Electromagnetic Materials / H. Sadeghi, H. Khalili, M. Goodarzi // Chinese Physics Letters. – 2012. – Vol. 29, No. 9. – P. 096201-1-5.
- [7]. Pendry J. B. Negative Refraction / J. B. Pendry // Contemporary Physics. – January-February 2004. – Vol. 45, No. 6. – P. 191-202.
- [8]. Lakhtakia A. An Electromagnetic Trinity From “Negative Permittivity” and “Negative Permeability / A. Lakhtakia // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 2001. – Vol. 22. – P. 1731–1734; – 2002. – Vol. 3. – P. 813-818.
- [9]. Cumali Sabah. Refraction Characteristics of Cold Plasma Thin Film as a Left-Handed Metamaterial / Cumali Sabah // Chinese Physics Letters. – 2001. – Vol. 28, No. 6, P. 064204-1-4.
- [10]. Kerner D. J. Metaferrites: Using Electromagnetic Bandgap Structures to

- Synthesize Metamaterial Ferrites / D. J. Kerner, D. H. Werner, M. Lisovich // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2005. – Vol. 53, Issue 4. – P. 1382-1389.
- [11]. Salahun E. A Broadband Permeameter for “In Situ” Measurements of Rectangular Samples / E. Salahun, P. Queffelec, M. Le Floch. and P. Gelin // IEEE Transactions on Magnetics. – 2001. Vol. 37, No. 4. – P. 2743-2745.
- [12]. Mallegol S. Theoretical and Experimental Determination of the Permeability Tensor Components of Magnetized Ferrites at Microwave Frequencies / S. Mallegol, P. Queffelec, M. Le Floch, and P. Gelin // IEEE Transactions on Magnetics. – 2003. – Vol. 39, No. 4. – P. 2003-2008.
- [13]. Roussy G. Permittivity and Permeability Measurement of Microwave Packaging Materials / G. Roussy, H. Chaabane, and H. Esteban // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – March 2004. – Vol. 52, No. 3. – P. 903-907.
- [14]. Xudong Chen. Robust Method to Retrieve the Constitutive Effective Parameters of Metamaterials / Xudong Chen, Tomasz M. Grzegorzczak, Bae-Ian Wu, Joe Pacheco, Jr., and Jin Au Kong // Physical Review E. – 2004. – Vol. 70. – P. 016608-1-7.
- [15]. Krupka J. Measurements of the Complex Permittivity and the Complex Permeability of Low and Medium Loss Isotropic and Uniaxially Anisotropic Metamaterials at Microwave Frequencies / J. Krupka, K. Derzakowski and J. G. Hartnett // Measurement Science and Technology. – 2009. – Vol. 20. – P. 105702-1-5.
- [16]. Krupka J. Measurements of Planar Metal–Dielectric Structures Using Split-Post Dielectric Resonators / J. Krupka, W. Gwarek, N. Kwietniewski, and J. G. Hartnett // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – December 2010. – Vol. 58, No. 12. – P. 3511-3518.
- [17]. Zouganelis G. Two Layer Magnetodielectric Metamaterial with Enhanced Dielectric Constant as a New Ferrite Like Material / Georgios Zouganelis, Oleg Rybin // Japanese Journal of Applied Physics. – 2006. – Vol. 45, No. 44. – L. 1175-1178.

- [18]. Rybin O. An Improved Broadband Method for the Evaluation of Effective Parameters of Slab Metamaterials / O. Rybin, T. Abbas, M. Raza, T. Nawaz // AEUE: International Journal of Electronics and Communications. – 2008. – Vol.62, No.10. – P. 762-767.
- [19]. Rybin O. Evaluation of Layer Properties of Effective Parameters of Metallic Rod Metamaterials in GHz Frequencies / O. Rybin, M. Raza, T. Nawaz, and T. Abbas // AEUE: International Journal of Electronics and Communications. – 2009. – Vol. 63, No. 8. – P. 648-652.
- [20]. Rybin O. Enhancement of Dielectric Constant in Metal-Dielectric Metamaterials / O. Rybin // The African Review of Physics. – 2009. – Vol. 3, No. 1. – P. 49-55.
- [21]. Rybin O. Microwave Effective Medium Approximation for Two-Component Metamaterial with Saturated Cylindrical Ferrite Like Metal Inclusions / O. Rybin and T. Nawaz // Telecommunications and Radio Engineering. – 2009. – Vol. 68, No. 7. – P. 567-575.
- [22]. Rybin O. Enhancement of the Dielectric Constant in Magneto-Dielectric Metamaterial Substrates / O. Rybin, G. Zouganelis // Telecommunications and Radio Engineering. – 2009. – Vol. 68, No. 9. – P. 835-840.
- [23]. Rybin O. Effective Electric and Magnetic Properties of the Infinite Chain of Circular Metallic Cylinders / O. Rybin, M. Raza // The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 2009. – Vol.31, No.2. – P. 61-66.
- [24]. Rybin O. Effective Electromagnetic Response of the Infinite Chain of Metallic Cylinders Immersed in Isotropic Dielectric Matrix / O. Rybin, M. Raza, S. Vyalkina // Telecommunications and Radio Engineering. – 2010. – Vol. 69, No. 6. – P. 473-480.
- [25]. Rybin O. Microwave Homogenization for Two-Component Metamaterial with Spherical Metal Ferrite Like Inclusions / O. Rybin, A. Pitafi, T. Nawaz // Telecommunications and Radio Engineering. – 2010. – Vol. 69, No. 7. – P. 565-573.
- [26]. Rybin O. Long Wave Layer-Specific Representation of the Optical Properties of Slab Metamaterials / O. Rybin, M. Raza // The International Journal of Applied

Electromagnetics and Mechanics. – 2010. – Vol.32, No. 4. – P. 207-218, 2010.

[27]. Rybin O. N. Microwave Effective Electromagnetic Response of Sandwich Like Magnetic Composite / O. N. Rybin, A. I. Pitafi, S. P. Vyalkina // Радиофизика и электроника. – 2011. – Том. 16, № 1. – С. 19-23.

[28]. Rybin O. Microwave Effective Medium Theory for Two-Component Magnetic Metamaterials / O. Rybin // The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 2011. – Vol. 35, No. 2. – P. 93-101.

[29]. Rybin O. Nonresonance Effective Electromagnetic Response of Sandwich Metmaterial with Ferrite Inclusions / O. Rybin, K. Yemelyanov, and T. Nawaz // Multidiscipline Modeling in Materials and Structures. – 2011. – Vol. 7, No. 2. – P. 170-183.

[30]. Rybin O. N. Microwave Evaluation of Effective Electromagnetic Properties of Metal-Dielectric Metamaterial With Spherical Inclusions / O. N. Rybin, A. I. Pitafi // Telecommunications and Radio Engineering. – 2011. – Vol. 70, No. 18. – P. 1607-1615.

[31]. Rybin O. Negative Permeability Frequency Conditioning for Two-Component Metamaterial Media with Ferrite Like Inclusions / O. Rybin // The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 2012. – Vol. 38, No. 1. – P. 9-15.

[32]. Rybin O. Effective Microwave Magnetic Response of Two-Component Metaferrite / O. Rybin // The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 2012. – Vol. 40, No. 3. – P. 185-193.

[33]. Rybin O. An Advanced Optimization Technique for Layer-specific Characterization of Slab Metamaterials / O. Rybin // International Journal of Modern Physics C. – 2013. – Vol. 24, No. 4. – P. 1350019-1-13.

[34]. Rybin O. Effective Permeability Tensor of Partially Magnetized Two-Component Metaferrites / O. Rybin // Modern Physics Letters B. – 2014. – Vol. 28, No. 25. – P. 1450199-1-6.

[35]. Rybin O. Unusual Microwave Effective Properties of Two-Component Metaferrites / O. Rybin // The International Journal of Applied Electromagnetics

and Mechanics. – 2014. – Vol. 46, No. 3. – P. 519-526.

[36]. Rybin O. Microwave Miniaturization Concept for Narrow Band Rectangular Patch Antenna Structures / O. Rybin // The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 2015. – Vol. 48, No. 1. – P. 69-75.

[37]. Rybin O. Feedback Magnetization of Ultra-Low Index Irradiative Structure / O. Rybin, S. Shulga // Modern Physics Letters B. – 2015. – Vol. 29, No. 29. – P. 1550179-1-6.

[38]. Rybin O. Profile Miniaturization and Performance Improvement of a Rectangular Patch Antenna by Using Magnetic Metamaterial Substrates // O. Rybin, S. Shulga // International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering. – 2016. – Vol. 26, Issue 3. – P. 254-261.

[39]. Рыбин О. Н. Автоматизированное СВЧ проектирование миниатюризованных прямоугольных микрополосковых антенн с метаматериальными подложками / О. Н. Рыбин, С. Н. Шульга // Радиофизика и радиоастрономия. – 2016. – Том 21, № 2. – С. 141-147.

[40]. Rybin O. Utilization of Double Metal-Dielectric Composite Substrates for Microwave Miniaturization of Rectangular Patch Antennas / O. Rybin, S. Shulga // Journal of Computational Electronics. – 2016. – Vol. 15, No. 3. – P. 1023-1027.

[41]. Рыбин О. Н. Эффективные магнитные СВЧ отклики частично намагниченного двухкомпонентного метаферрита со сферическими включениями / О. Н. Рыбин, С. Н. Шульга, О. В. Багацкая // Вестник Харьковского национального университета им. В. Н. Каразина. Серия “Радиофизика и электроника”. – 2016. – Выпуск 25, с. 26-33.

[42]. Rybin O. An Advanced Microwave Effective Medium Theory for Two-Component Non-Magnetic Metamaterials: Fundamentals and Antenna Substrate Application / O. Rybin, S. Shulga // Journal of Computational Electronics. – 2017. – Vol. 16, No. 2. – P. 369-381.

[43]. Rybin O. Magnetically Tuned Two-Component Microwave Metamaterial / O. Rybin, S. Shulga // PIER M. – 2017. – Vol. 56. – P. 63-70.

[44]. Zouganelis G. Study of Ultra Low Index ($0 < \varepsilon < 1$) Metamaterial Using a Patch

Antenna / G. Zouganelis, F. Soma, O. Rybin, H. Ohsato // Proceedings of The 1st Asia-Oceania Ceramic Federation Conference (AOCF'2005) Convened in Conjunction with The 18th Fall Meeting of The Ceramic Society of Japan, 27-27 September 2005, Osaka (Japan). – Vol. 18. – P. 1PD41.148.

[45]. Zouganelis G. Study of Enhancement of Internal Magnetic Constants of Metamaterials Made From Layers of Magnetic Wires / G. Zouganelis, O. Rybin, H. Ogawa, H.Ohsato // Proceedings of The 1st Asia-Oceania Ceramic Federation Conference (AOCF'05) Convened in Conjunction with The 18th Fall Meeting of The Ceramic Society of Japan, 27-27 September 2005, Osaka (Japan). – Vol. 18. – P. 1PD42.148.

[46]. Rybin. O. An Improved Broadband Method to Evaluate Effective Parameters of Slab Metamaterials in the Microwave Frequency Range // O. Rybin, M. Raza, T. Nawaz, and T. Abbas // Proceedings of 10th International Symposium on Advanced Materials (ISAM'2007), 3-7 September 2007, Islamabad (Pakistan). – P. 57-62.

[47]. Rybin O. Unusual Properties of Two-Component Metamaterial Medium with Metal Ferrite Like Inclusions in the Microwave Frequency Range / O. Rybin, T. Nawaz, A. Pitafi // Proceedings of 7th International Kharkov Symposium On Physics and Engineering of Microwave, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'2010), 21-26 June 2010, Kharkov (Ukraine). – P. 1-3. Doi: 10.1109/MSMW.2010.5546198

[48]. Rybin O. Long Wave Layer-Specific Representation of Metamaterial Slabs in Microwave Frequency Range / O. Rybin, M. Raza // Proceedings of 13th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET'2010), 6-8 September 2012, Kiev (Ukraine). – P. 1-4. Doi: 10.1109/MMET.2010.5611364

[49]. Rybin O. Alternative Long Wave Layer-Specific Characterization of Slab Metamaterials / O. Rybin // Proceedings of 14th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET'2012), 28-30 August 2012, Kharkov (Ukraine). – P. 378-381. Doi: 10.1109/MMET.2012.6331198

- [50]. Rybin O. Microwave Effective Permeability Tensor of Partially Magnetized Two-Component Lossless Ferrite-Like Metamaterials / O. Rybin, L. Girinova // Proceedings of 8th International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwave, Millimeter and Submillimeter Waves, 23-28 June 2013, Kharkov (Ukraine). – P. 127-129. Doi: 10.1109/MSMW.2013.6622188
- [51]. Rybin O. Substrate Application of Electrically Enhanced Microwave Metamaterials / O. Rybin, S. Wang/ Proceedings of 15th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET'2014), 26-28 August 2014, Dnepropetrovsk (Ukraine). – P. 202-204. Doi: 10.1109/MMET.2014.6928697
- [52]. Rybin O. Substrate Application of Magnetic Metamaterial / O. Rybin, S. Shulga // Proceeding of 10th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT'2015), 21-24 April 2015, Kharkov (Ukraine). – P. 345-347. Doi: 10.1109/ICATT.2015.7136879
- [53]. Rybin O. Theorem of Two-Layer Magnetic Composite for Antenna Substrate Application / O. Rybin, S. Shulga // Proceedings of 9th International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwave, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'2016), 21-24 June 2016, Kharkov (Ukraine). – P. 1-3. Doi: 10.1109/MSMW.2016.7538125
- [54]. Rybin O. RLC-Circuit Effective Medium Approach for Two-Component Non-Magnetic Metamaterials / O. Rybin, S. Shulga // Proceedings of IEEE 1st Ukrainian Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON'2017), May 29-June 2, 2017, Kyiv (Ukraine). – P. 127-131. Doi: 10.1109/UKRCON.2017.8100422
- [55]. Pendry J. B. Negative Refraction Makes a Perfect Lens / J. B. Pendry // Physics Review Letters. – October 2000. – Vol. 85, No. 18. – P. 3966-3969.
- [56]. Tretyakov S. Analytical Modeling in Applied Electromagnetics / Sergei Tretykov. – Artech House Publishing, 2003. – 278 p.
- [57]. Caloz C. Metamaterials for High-Frequency Electronics / C. Caloz, T. Itoh // Proceedings of the IEEE. – October 2005. – Vol.93, No.10. P. 1744-1752.

- [58]. Metamaterials: Physics and Engineering Explorations / Edited by N. Engheta and R. W. Ziolkowski. – Wiley-IEEE Press, June 2006. – 414 p.
- [59]. Shamonina E. Metamaterials: How the Subject Started / E. Shamonina, L. Solymar // Metamaterials. – 2007. – Vol. 1. – P. 12-18.
- [60]. Lytvynenko L. M. Wave Reflection by a Periodic Layered Metamaterial. Reflection by a Semi-Infinite Layered Structure / L. M. Lytvynenko and S. L. Prosvirnin // The European Physical Journal Applied Physics. – June 2009 – Vol. 46, Issue 3. – P. 32608.
- [61]. Shihvola A. Metamaterials: A Personal View / A. Shihvola // Radioengineering. – June 2009. – Vol.18, No. 2. – P. 90-94.
- [62]. Eleftheriades G. V. EM Transmission-Line Metamaterials / G. V. Eleftheriades // Materials Today. – March 2009. – Vol.12, No.12. P. 30-41.
- [63]. Biswajit Banerjee. An Introduction to Metamaterials and Waves in Composites / Biswajit Banerjee. – CRC Press, 2011. – 358 p.
- [64]. Heyes J. E. Innovation in Material Science: Electromagnetic Metamaterials / J. E. Heyes, N. K. Grady, D. A. R. Dalvit, A. J. Taylor // The Next Wave. – 2014. – Vol. 20, No.3. – P. 1-11.
- [65]. Enkrich C. Magnetic Metamaterials at Telecommunication and Visible Frequencies / C. Enkrich, M. Wegener, S. Linden, S. Burger, L. Zschiedrich, F. Schmidt, J. F. Zhou, Th. Koschny, and C. M. Soukoulis // Physics Review Letters. – November 2005. – Vol.95. – P. 203901-1-4.
- [66]. Lagarkov A. N. Effective Medium Theory for Microwave Dielectric Constant and Magnetic Permeability of Conducting Stick Composites / A. N. Lagarkov, A. K. Sarychev, Y. R. Smychkovich, and A.P. Vinogradov // Journal of Electromagnetic Waves and Applications. – 1992. – Vol. 6, Issue 9. – P. 1159-1176.
- [67]. Koschny T. Effective Medium Theory of Left-Handed Materials / T. Koschny and M. Kafesaki, E. N. Economou, C.M. Soukoulis // Physical Review Letters. – 2004. – Vol. 93, No 10. – P. 107402-1-4.

- [68]. Prosvirnin S. L. On the effective constitutive parameters of metal-dielectric arrays of complex-shaped particles / S. L. Prosvirnin, and S. Zouhdi // *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*. – 2006. – Vol. 20, No 5. – P. 583-598.
- [69]. Smith D. R. Homogenization of Metamaterials by Field Averaging / D. R. Smith, J. B. Pendry // *Journal of Optical Society of America B*. – March 2006. – Vol.23, No.3. – P. 391-403.
- [70]. Slovic A. S. Generalized Effective-Medium Theory for Metamaterials / Brian A. Slovic, Zhi Gang Yu, and Srini Krishnamurthy // *Physical Review Letters* B. – 2014. – Vol.89. – P. 155118-1-5.
- [71]. Zouganelis G. Silicon Gap-Loaded Microstrip Slit-Tetragonal Resonator Under IR-Irradiation / G. Zouganelis and D. Budimir // *Microwave and Optical Technology Letters*. – March 2007. – Vol. 49, Issue 3. – P. 699-702.
- [72]. Arritt B. J. Equivalent Circuit Analysis of Metamaterial Strain-Dependent Effective Medium Parameters / B. J. Arritt, D. R. Smith, T. Khraishi // *Journal of Applied Physics*. – April 2011. – Vol. 109, Issue 7. – P. 073512-1-5.
- [73]. Jordi Selga Ruiz. Synthesis of Microwave Circuits Based on Metamaterials Using Aggressive Space Mapping Algorithms: PhD degree thesis / Jordi Selga Ruiz; Universitat Autònoma de Barcelona. – Barcelona, 2013. - 119 p.
- [74]. Xiangting Li. The Bergman Spectrum of the Effective Dielectric Constant in Two-Dimensional Composite Media / Xiangting Li and H. R. Ma // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 1999. – Vol. 11. – L. 241-246.
- [75]. Ouail Ouchetto. Homogenization of 3-D Periodic Bianisotropic Metamaterials / Ouail Ouchetto, Cheng-Wei Qiu, Said Zouhdi, Le-Wei Li, and Adel Razek // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. November. – 2006. – Vol. 54, No. 1. – P. 3893-3898.
- [76]. Saenz E. On the Definition of Effective Permittivity and Permeability for Thin Composite Layers / Elena Saenz, Pekka M. T. Ikonen, Ramon Gonzalo, and Sergei A. Tretyakov // *Journal of Applied Physics*. – June 2007. – Vol. 101, Issue 11. – P. 114910-1-7.

- [77]. Ziolkowski R. W. Wave Propagation in Media Having Negative Permittivity and Permeability / Richard W. Ziolkowski // *Physical Review E*. – 2001. – Vol. 64. – P. 056625-1-15.
- [78]. Zharov A. A. Subwavelength Imaging with Opaque Nonlinear Left-Handed Lenses / Alexander A. Zharov, Nina A. Zharova, Ilya V. Shadrivov and Yuri S. Kivshar // *Applied Physics Letters*. – 2005. – Vol. 87. – P. 091104-1-3.
- [79]. Jaksic Z. Nanofabrication of negative refractive index metasurfaces / Zoran Jaksic, Dana Vasiljevic, Radovic, Milan Maksimovic, Milija Sarajlic, Aleksandar Vujanic, Zoran Djuric // *Microelectronic Engineering*. – 2006. – Vol. 83, Issue 4-9. – P. 1786–1791.
- [80]. Nicolson A. M. Measurement of the Intrinsic Properties of Materials by Time-Domain Techniques / A. M. Nicolson and G. F. Ross // *IEEE Trans. Instrumentation and Measurement*. – September 1970. – Vol. TM-19, Issue 4. – P. 377–382.
- [81]. Ghodgaonkar D. K. Free-Space Measurement of Complex Permittivity and Complex Permeability of Magnetic Materials at Microwave Frequencies / D. K. Ghodgaonkar, V. V. Varadan, and V. K. Varadan // *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. – April 1990. – Vol. 39, No. 2. – P. 387–394.
- [82]. Веселаго В. Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ / В. Г. Веселаго // *Успехи физических наук*. – 1964. – Том 92, выпуск 3. – С. 517-527.
- [83]. Pozar D. M. *Microwave Engineering* / David M. Pozar. – John Wiley & Sons, Inc., 4th Edition, 2012. – 756 p.
- [84]. Abdalla M. A. Ferrite Coupled Coplanar Waveguide / M. A. Abdalla and Z. Hu // *IEEE Transactions on Magnetics*. – November 2008. – Vol 44, No. 11. – P. 3099-3102.
- [85]. Ionescu D. Simulation Determination of the Tunable Electromagnetic Parameters for the Sc Doped BaM Metaferrites in GHz Range / D. Ionescu, I. Bogdan // *Romanian Reports in Physics*. – 2012. – Vol. 64, No. 2. – P. 411-425.

- [86]. Bi K. Multi-Band Negative Refractive Index in Ferrite-Based Metamaterials / K. Bi, J. Zhou, X. Liu, C. Lan, and H. Zhao // Progress In Electromagnetics Research. – 2013. – Vol. 140. – P. 457-469.
- [87]. S. K. A. Akhmed Kandu Sahib. Synthesis Of Double Lanthanide Doped Nano Ferrite Meta Material For Microstrip Patch Antenna Application / S. K. A. Akhmed Kandu Sahib, M. Suganthi, Vasant Naidu, S. Pandian, M. Sivabharathy // International Journal of ChemTech Research. – October/November 2014. – Vol. 6, Issue 11. – P. 4615-4618.
- [88]. Konjhodzic D. Ultra-Low Refractive Index Mesoporous Substrates for Waveguide Structures / D. Konjhodzic, S. Schröter and F. Marlow // Physica Status Solidi A. – November 2007. – Vol. 204, Issue.11. – P. 3676-3688.
- [89]. Foca Eu. Efficient Focusing with an Ultra-Low Effective-Index Lens Based on Photonic Crystals / Eugen Foca, Helmut Foll, Frank Daschner, Vladimir V. Sergentu, Jurgen Carstensen, Reinhard Knochel, Ion M. Tiginyanu // Proceeding of Material Research Society Symposium (MRS'2005), November 27-December 2, 2005, Boston(USA). – 2005. – Vol. 869. – P. D.4.4.1-6.
- [90]. Jing-jing Yang. Directive Emission Obtained by Mu and Epsilon-Near-Zero Metamaterials / Jing-jing Yang, Ming Huanh, Jin-Hui Peng // Radioengineering. – 2009. – Vol. 18, No. 2. – P. 124-128.
- [91]. Ju J. Wideband High-Gain Antenna Using Metamaterial Superstrate With the Zero Refractive Index / J. Ju, D. Kim, W. J. Lee, J. I. Choi // Microwave and Optical Technology Letters. – August 2009. – Vol. 51, Issue 8. – P. 1973-1976.
- [92]. Kyu-Chang Lee. High Gain Patch Antenna for 2.4 GHz using Metamaterial Superstrate / Kyu-Chang Lee, Seung-In Yang // Journal of Measurement Science and Instrumentation. – 2010. – Vol. 1 Supplement. – P. 19-22.
- [93]. Alu A. Single-Negative, Double-Negative, and Low-index Metamaterials and their Electromagnetic Applications / A. Alu, N. Enghetal, A. Erentok, and R. W. Ziolkowski // IEEE Antennas and Propagation Magazine. – February 2007. – Vol. 49, No. 1. – P. 23-36.

- [94]. Hadi Rahimi. Transmission Gaps in One-Dimensional Fibonacci Quasiperiodic Structure Containing Epsilon-Negative Materials / Hadi Rahimi, Abdolrahman Namdar, Samad Roshan Entezar and Habib Tajalli // *Pranama Journal of Physics*. – May 2010. – Vol. 74, No. 5. – P. 805-8011.
- [95]. Jian-Quan Huang Compact Epsilon Negative Zeroth-Order Resonator Antenna with Higher Radiation Efficiency / Jian-Quan Huang and Qing-Xin Chu // *Microwave and Optical Technology Letters*. – April 2011. – Vol. 53, Issue. 4. – P. 897-900.
- [96]. Bala B. D. An Epsilon Negative Metamaterial Antenna with Extended Bandwidth / B. D. Bala, M. K. A. Rahim, N. A. Murad // *Proceeding of IEEE International RF and Microwave Conference (RFM)*, 9-11 December 2013, Penang (Malaysia). – P. 372-375. Doi: 10.1109/RFM.2013.6757287
- [97]. Pendry J. B. Negative Refraction Makes Light Run Backwards in Time / J. B. Pendry // *Physics World*. – 2000. – Vol. 13. – P. 27-29.
- [98]. Aparna Limaye. Size Reduction of Microstrip Antennas Using Left-Handed Materials Realized by Complementary Split-Ring Resonators: MS degree thesis / Aparna Limaye; Rochester Institute of Technology. – Rochester, 2006. – 126 p.
- [99]. David Arnold Tonn. Application of Double Negative Metamaterials for Improving the Performance of Maritime Antennas: PhD degree thesis / David Arnold Tonn; University of Connecticut. – Storrs, 2007. – 323 p.
- [100]. Antoniades M. A. Microwave Devices and Antennas Based on Negative-Refractive-Index Transmission-Line Metamaterials: PhD degree thesis / Marc A. Antoniades; University of Toronto. – Toronto, 2009. – 283 p.
- [101]. Qing Liu. Antennas Using Left Handed Transmission Lines: PhD degree thesis / Qing Liu; University of Birmingham. – Birmingham, 2010. – 231 p.
- [102]. Zhu Yaxuan. Study of a Microstrip Antennas on Double Negative Metamaterials: MPhil degree thesis / Zhu Yaxuan; The Hong Kong Polytechnic University. – Hong Kong, 2010. – 127 p.
- [103]. Huda A. Majid. Left-Handed Metamaterial Incorporated with Microstrip Antenna: MS degree thesis / Huda A. Majid; Universiti Teknologi Malaysia. –

Johor, 2012. – 118 p.

[104]. J. Pacheco, Jr. Theory and Application of Left-Handed Metamaterials: PhD degree thesis / J. Pacheco, Jr.; Massachusetts Institute of Technology. – Massachusetts, 2004. – 235 p.

[105]. Negative-Refractive Metamaterials: Fundamental Principles and Applications / Edited by G. V. Eleftheriades and K. G. Balmain. – Wiley-IEEE Press, 2005. – 436 p.

[106]. Marques R. Metamaterials with Negative Metamaterials: Theory, Design, and Microwave Applications / R. Marques, F. Martin, and M. Sorolla. – Wiley Inc., 2007. – 334 p.

[107]. Koray Aydin. Characterization and Application of Negative-Index Metamaterials: PhD degree thesis / Koray Aydin; Bilkent University. – Ankara , 2008. – 136 p.

[108]. Peng He. Tunable Ferrite-Based Negative Index Metamaterials for Microwave Device Applications: PhD degree thesis / Peng He; Northwestern University. – Evanston, 2009. – 169 p.

[109]. Von Ms. Sc. Ekaterina Pshenay-Severin. Design, Realization, and Characterization of Optical Negative index Metamaterials: Thesis of Doctor Degree / Von Ms. Sc. Ekaterina Pshenay-Severin; Friedrich Schiller University Gena. – Gena, 2011. – 122 p.

[110]. Whiltshire M. C. K. Microstructured Magnetic Materials for RF Flux Guides in Magnetic Resonance Imaging / M. C. K. Whiltshire, J. B. Pendry, I. R. Young, D. J. Larkman, D. J. Gilderdale, J. V. Hajnal // Science. – 2001. – Vol. 291, No. 5505. – P. 849-851.

[111]. Hrabar S. Waveguide Miniaturization of Rectangular Using Uniaxial Negative Permeability Meta-Material / S. Hrabar, J. Bartolic, Z. Sipus // Proceedings of 12th IEEE Mediterranean Electrotechnical Conference (MELECON'2004), 12-15 May 2004, Dubrovnik (Croatia). – Vol. 2. – P. 495-498. Doi: 10.1109/TAP.2004.840503

- [112]. Ghadarghadr S. Negative Permeability-Based Electrically Small Antennas / S. Ghadarghadr, A. Ahmadi, H. Mosallaei // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. – 2008. – Vol. 10. – P. 13-17.
- [113]. Wentao T. Lu. Slow Microwave Waveguide Made of Negative Permeability Materials / Wentao T. Lu, Salvatore Savo, B. Didier F. Casse, and Srinivas Sridhar // Microwave and Optical Technology Letters. – 2009. – Vol. 51, No. 11. – P. 2705-2709.
- [114]. Alexandru Ioan Căbuz. Electromagnetic Metamaterials From Photonic Crystals to Negative Index Composites: PhD degree thesis / Alexandru Ioan Căbuz; University of Montpellier. – Montpellier, 2007. – 111 p.
- [115]. Theory and Phenomena of Metamaterials / Edited by Filippo Capolino. – CRC Press, 2009. – 926 p.
- [116]. Derov S. J. Metamaterials, Spatial Dispersion and Negative Refraction / John S. Derov, Teresa H. O'Donnell, Beverly W. Turchinets // Report. Air Force Research Laboratory (Sensor Directorate, Wright-Patterson Air Force Base), 2009. – 17 p.
- [117]. Menzel C. Characterisation of Optical Metamaterials – Effective Parameters and Beyond: The thesis of Doctor Degree / Christoph Menzel; Friedrich Schiller University Gena. – Gena, 2011. – 129 p.
- [118]. Fietz C. R. Homogenization of Metamaterials with Spatial Dispersion: PhD degree thesis / Christopher Robin Fietz; Massachusetts Institute of Technology. – Cambridge, 2011. – 168 p.
- [119]. C. R. Simovski, P. A. Belov, A. V. Atrashchenko and Y. S. Kivshar, Wire metamaterials: Physics and applications. Advanced Materials, Vol. 24, pp. 4229-4248, 2012.
- [120]. Yannopapas Yannopapas. Artificial Magnetism and Negative Refractive Index in Three-Dimensional Metamaterials of Spherical Particles at Near-Infrared and Visible Frequencies / V. Yannopapas // Applied Physics A – Materials Science & Processing. - 2007. - Vol. 87. - P. 259-264.

- [121]. Smith D. R. Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity // D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz // *Physics Review Letters*. - May 2000. - Vol. 84, No. 18. - P. 4184-4187.
- [122]. Bergman D. J. The Dielectric Constant of a Composite Material – a Problem in Classical Physics // D. J. Bregman // *Physics Reports (Section C of Physics Letters)*. - 1978. - Vol. 43, No. 9. - P. 377-407.
- [123]. Nicorovici N. A. Transport Properties of Arrays of Elliptical Cylinders / N. A. Nicorovici and R. C. McPhedran // *Physical Review E*. - August 1996. - Vol. 54, No. 2. - P. 1945-1957.
- [124]. Garcia N. Zero Permittivity Materials: Band Gaps at the Visible / N. Garcia, E. V. Ponizovskaya and John Q. Xiao // *Applied Physics Letters*. - 18 February 2002. - Vol. 80, No. 7. - P. 1120-1122.
- [125]. Pendry J. B. Extremely Low Frequency Plasmons in Metallic Microstructures / J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs // *Physical Review Letters*. - 1996. - Vol. 76. - P. 4773-1-6.
- [126]. Smith D. R. Determination of Effective Permittivity and Permeability of Metamaterials from Reflection and Transmission Coefficients / D. R. Smith, S. Schultz, P. Markos and C. M. Soukoulis // *Physical Review B*. - 2002. - Vol. 65. - P. 195104-1-5.
- [127]. Shelby R. A. Experimental Verification of a Negative Index of Refraction / R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz // *Science*. - 2001. - Vol. 292, No. 5514. - P. 77-79.
- [128]. Garcia N. Low-Loss Left-Handed Materials Using Metallic magnetic Cylinders / N. Garcia, E. V. Ponizovskaya // *Physical Review E*. - 2005. - Vol. 71. - P. 046611-1-7.
- [129]. Maxwell Garnett J. C. Colours in Metal Glasses and in Metallic Films / J. C. Maxwell Garnett // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*. - 1904. - Vol. 203. - P. 385-420.

- [130]. Bruggeman. Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen. *Annalen der Physik*, Vol. 416, No. 7, pp. 636-664, 1935.
- [131]. Lewin L. The Electrical Constants of a Material Loaded with Spherical Particles / L. Lewin // *Proceedings of IEE*. - 1947. - Vol. 94. - P. 65–68.
- [132]. Levy O. Maxwell Garnet Theory for Mixtures of Anisotropic Inclusions: Application to Conducting Polymers / Ohad Levy, David Stroud // *Physical Review B*. - October 1997. - Vol. 56, No. 13. - P. 8035-8046.
- [133]. Jylha L. Equation for the Effective Permittivity of Particle-Filled Composites for Material Design Applications / L. Jylha and A. Sihvola // *Journal of Physics D*. - 2007. - Vol. 40, No. 16. - P. 4966-4973.
- [134]. McLachlan D. S. An Equation for the Conductivity of Binary Mixtures with Anisotropic Grain Structures / D. S. McLachlan // *Journal of Physics C*. - 1987. - Vol. 20, No. 7. - P. 865-877.
- [135]. Wu J. Scaling Behavior of the Complex Conductivity of Graphite-Boron Nitride Percolation Systems / J. Wu and D. S. McLachlan // *Physics Review B*. - 1998. - Vol. 58, Issue 22. - P. 14880-14887.
- [136]. McLachlan D. S. Analytical Functions for the DC and AC Conductivity of Conductor-Insulator Composites / D. S. McLachlan // *Journal of Electroceramics*. - 2000. - Vol. 5, Issue 2. - P. 93-110.
- [137]. Chitame C. AC and DC Conductivity, Magnetoresistance, and Scaling in Cellular Percolation Systems / C. Chitame and D. S. McLachlan // *Physical Review B*. - 2003. - Vol. 67, Issue 2. - P. 024206-1-8.
- [138]. McLachlan D. S. Electrical Resistivity of Composites / D. S. McLachlan, M. Blaszkiewicz, and R. E. Newnham // *Journal of American Ceramic Society*. - 1990. - Vol. 73, Issue 8. - P. 2187-2203.
- [139]. Garner A. L. Accounting for Conducting Inclusion Permeability in the Microwave Regime in a Modified Generalized Effective Medium Theory / Allen

- L. Garner, Gregory J. Parker and Davide L. Simone // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. - 2015. - Vol. 22, Issue 4. P. 2064-2072.
- [140]. Taflove A. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method / A. Taflove and S. C. Hagness. - Artech House, Boston, MA, 2000. - 866 p.
- [141]. Simovski C. R. Wire Metamaterials: Physics and Applications / Constantin R. Simovski, Pavel A. Belov, Alexander V. Atrashchenko, and Yuri S. Kivshar // Advanced Materials. - 2012. - Vol. 24. - pp. 4229-4248.
- [142]. McPhedran Electrostatic and Optical Resonances of Arrays of Cylinders / R. C. McPhedran and D. R. McKenzie // Journal of Applied Physics. - 1980. - Vol 23. - P. 223-235.
- [143]. Kittel C. Introduction to Solid State Physics / Charles Kittel. - John Wiley & Sons, Inc., 7th Edition, 1996. - 689 p.
- [144]. Дерюгин И. А. Дисперсия магнитной и диэлектрической проницаемостей искусственных диэлектриков в диапазоне частот 500–35000 МГц / И. А. Дерюгин, М. А. Сигал // Журнал технической физики. - 1960. - Том 31, № 1. - С. 100-108.
- [145]. Pendry J. B. Magnetism from Conductors and Enhanced Nonlinear Phenomena / J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins and W. J. Stewart // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. - November 1999. - Vol. 47, No. 14. - P. 2075-2084.
- [146]. Хижняк Н. А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики / Н. А. Хижняк. - Киев, Наука думка, 1986. - 280 с.
- [147]. Волькенштейн М. В. Молекулярная оптика / М. В. Волькенштейн. - Москва, Гостехиздат, 1951. - 744 с.
- [148]. Ландау Л. Д. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. - Москва, Наука, 1982. - 622 с.
- [149]. Ott H. W. Electromagnetic Compatibility Engineering / Henry W. Ott. John. - Wiley & Sons, 2009. - 862 p.

- [150]. Zhi-Yuan Li. Near Field Optics Solved Modified Self-Consistent Method / Zhi-Yuan Li, Ben-Yuan Gu, and Guo-Zhen Yang // Proceeding of The Second Asia-Pacific Workshop on Near Field Optics, 20-23 October, 1999, Beijing (China). - P. 22-42.
- [151]. Mansuripur M. Plasmonic Nano-Structures for Optical Data Storage / M. Mansuripur, A. R. Zakharian, A. Lesuffleur, S. H. Oh, R. J. Jones, N. C. Lindquist, H. Im, A. Kobayakov, and J. V. Moloney // Optic Express. - 2009. - Vol. 17, Issue 17. - P. 14001–14014.
- [152]. Frederico Dias Nunes. Electromagnetic Energy Density in Dispersive and Dissipative Media / Frederico Dias Nunes, Thiago Campos Vasconcelos, Marcel Bezerra, and John Weiner // Journal of Optical Society of America B. - June 2011. - Vol. 28, No. 6. - P. 1544-1522.
- [153]. Barry W. A Broad-Band, Automated, Stripline Technique for the Simultaneous Measurement of Complex Permittivity and Permeability / W. Barry // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. - 1986. - Vol. 34, No. 1. - P. 80-84.
- [154]. Queffelec P. Microstrip Device for the Broad Band Simultaneous Measurement of Complex Permeability and Permittivity / P. Queffelec, P. Gelin, J. Gieraltowski, and J. Loaec // IEEE Transactions on Magnetics. - 1994. - Vol. 30, No. 2. - P. 224-231.
- [155]. Pain D. An Improved Permeameter for Thin Film Measurements Up to 6 GHz / D. Pain, M. Ledieu, O. Acher, A. L. Adenot and F. Duverger // Journal of Applied Physics. - 1999. - Vol. 85, Issue 8. - P. 5151-5153.
- [156]. Salahun E. A Broadband Permeameter for “in Situ” Measurements of Rectangular Samples / E. Salahun, P. Queffelec, M. Le Floch, and P. Gelin // IEEE Transactions on Magnetics. - 2001. - Vol. 37, No. 4. - P. 2743-2745.
- [157]. Roussy G. Permittivity and Permeability Measurement of Microwave Packaging Materials / Georges Roussy, Haykel Chaabane, and Hector Esteban // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. - 2004. - Vol. 52, No. 3. - P. 903-907.

- [158]. Krupka J. Measurements of the Complex Permittivity and the Complex Permeability of Low and Medium Loss Isotropic and Uniaxially Anisotropic Metamaterials at Microwave Frequencies / Jerzy Krupka, Krzysztof Derzakowski and John G Hartnett // Measurement Science and Technology. - 2009. - Vol. 20, No. 10. - P. 105702-1-5.
- [159]. Krupka J. Measurements of Planar Metal–Dielectric Structures Using Split-Post Dielectric Resonators / Jerzy Krupka, Wojciech Gwarek, Norbert Kwietniewski and John G Hartnett // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. - 2010. - Vol. 58, No. 12. - P. 3511-3518.
- [160]. Lax B. Microwave Ferrites and Ferrimagnetics / B. Lax and K. Button. - McGraw-Hill, New York, 1962. - 453 p.
- [161]. Encoh S. A Metamaterial for Directive Emission / S. Encoh, G. Taybe, P. Sabouroux, N. Guerin, and P. Vincent // Physical Review Letters. - 2002. - Vol. 89, No. 21. - P. 213902-1-4.
- [162]. Mosallaei H. Magneto-Dielectrics in Electromagnetics: Concept and Applications / H. Mosallaei, K. Sarabandi // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. - 2004. - Vol. 52, No. 6. - P. 1558-1567.
- [163]. Balanis C. A. Antenna Theory. Analysis and Design / C. A. Balanis. - John Wiley & Sons, Inc. 2-nd edition, 1997. - 955 p.
- [164]. Reuben A. J. Spectral Decomposition for the Optical Response of Cylinder Chains / A. J. Reuben // Journal of Physics A: Mathematical and General. - 1999. - Vol. 32, No. 23. - P. 4299-4310.
- [165]. Cherkaev E. Inverse Homogenization for Evaluation of Effective Properties of a Mixture / Elena Cherkaev // Inverse Problems. – 2001. – Vol. 17. – 1203-1218.
- [166]. Moses C. A. Electromagnetic Wave propagation in the Wire Medium: a Complex Medium with Long Thin Inclusions / C. A. Moses, N. Engheta // Wave Motion. - 2001. - Vol.34, Issue 3. - P. 301-317.
- [167]. Twersky V. On Scattering of Wires by the Infinite Grating of Circular Cylinders / Victor Twersky // IRE Transaction on Antennas and Propagation. - 1962. - Vol. 10, Issue 6. - P. 737-765.

- [168]. Шестопапов В. П. Дифракция волн на решетках / В. П. Шестопапов, Л. Н. Литвиненко, С. А. Масалов, В. Г. Сологуб. - Харьков, Издательство Харьковского государственного университета, 1973. - 289 с.
- [169]. Orfanidis S. J. Electromagnetic Waves and Antennas / S. J. Orfanidis. - Textbook, Rutgers University, 2008. - 819 p.
- [170]. Bientzman P. Rigorous and Efficient Modelling of Wavelength Scale Photonic Components: PhD thesis / P. Bientzman; Universit of Gent. - Gent, 2001. - 213 p.
- [171]. Van de Hulst H. C. Light Scattering by Small Particles / H. C. Van de Hulst. - Dover Publications, NY, Inc., 2nd ed., 1981. - 478 p.
- [172]. Rosloniec S. Algorithm for Computer-Aided Design of Linear Microwave Circuits / S. Rosloniec. – Dedham, MA: Artech House, 1990. – 223 p.
- [173]. Bregar V. B. Effective-Susceptibility Tensor for a Composite with Ferromagnetic Inclusions: Enhancement of Effective-Media Theory and Alternative Ferromagnetic Approach / V. B. Bregar, M. Pavlin // Journal of Applied Physics. - 2004. - Vol. 95, No. 11. - P. 6289–6293.
- [174]. Garcia N. Low-Loss Left-Handed Material Using Metallic Magnetic Cylinders / N. Garcia, E.V. Ponizovskaya // Physical Review E. - 2005. - Vol. 71. - P. 46611-1-7.
- [175]. Bariou D. Extension of the Effective Medium Approximation for Determination of the Permeability Tensor of Unsaturated Polycrystalline Ferrites / D. Bariou, P. Queffelec, Ph. Gelin, and M. Le Floc'h // IEEE Transactions on Magnetics. - 2001. - Vol. 37, No. 6. - P. 3885-3891.
- [176]. Schlomann E. Microwave Behavior of Partially Magnetized Ferrites / E. Schlomann // Journal of Applied Physics. - 1970. - Vol. 41, No. 1. - P. 204-215.
- [177]. M. Pardavi-Horvath. Microwave Applications of Soft Ferrites, Journal of Magnetism and Magnetic Materials. Vol. 215-216, pp. 171-183, 2000.
- [178]. Harris V. G. Recent Advances in Processing and Applications of Microwave Ferrites / Vincent G. Harris, Anton Geiler, Yajie Chen, Soack Dae Yoon, Mingzhong Wu, AriaYang, Zhaohui Chen, Peng He, Patanjali V. Parimig, Xu Zuo,

- Carl E. Patton, Manasori Abe, Olivier Acher, Carmine Vittoria // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. - 2009. - Vol. 321, Issue 14. - P. 2035-2047.
- [179]. Yajie Chen. Low-Loss Barium Ferrite Quasi-Single-Crystals For Microwave Applications / Yajie Chen, Anton L. Geiler, Taiyang Chen, Tomokazu Sakai, C. Vittoria, and V. G. Harris // *Journal of Applied Physics*. - 2007. - Vol. 101. - P. 09M501-1-6.
- [180]. Valenzuela R. Novel Applications of Ferrites / R. Valenzuela // *Physics Research International*. - 2012. - Vol. 2012. - Article ID 591839.
- [181]. Rado G. T. Theory of the Microwave Permeability Tensor and Faraday Effect in Non-Saturated Ferromagnetic Materials / G. T. Rado // *Physical Review*. - 1953. - Vol. 89, Issue 2. - P. 529-529.
- [182]. Schlomann E. Microwave Behavior of Partially Magnetized Ferrites / Ernst Schlomann // *Journal of Applied Physics*. - 1970. - Vol. 41, No. 1. - P. 204-214.
- [183]. Green J. Microwave Characterization of Partially Magnetized Ferrites / J. Green, F. Sandy // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. - 1974. - Vol. 22, Issue 6. - P. 641-645.
- [184]. Schlomann E. Theory of Low-Field Loss in Partially Magnetized Ferrites / Ernst Schlomann // *IEEE Transactions on Magnetism*. - 1992. - Vol. 28, No. 5. - P. 3300-3302.
- [185]. Helsen J. Resonant Frequencies, Q-Factor, and Susceptance Slope Parameter of Waveguide Circulators Using Weakly Magnetized Open Resonators / J. Helsen and J. Sharp // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. - 1983. - Vol. MTT-31, Issue 6. - P. 434-441.
- [186]. Helsen J. Design of Waveguide Circulators with Chebyshev Characteristics Using Partial-Height Ferrite Resonators / J. Helsen // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. - 1984. - Vol. 32, Issue 8. - P. 908-917.
- [187]. Dillon B. M. Analysis of Partial-Height Ferrite-Slab Differential Phase-Shift Sections / B. M. Dillon and A. A. P. Gibson // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. - 2000. - Vol. 48, Issue 9. - P. 1577-1582.

- [188]. Zafar J. High Power Ferrite Shifter for Beam Steering Applications / J. Zafar, A. A. P. Gibson, H. Zafar // Proceedings of 3-rd European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP2009), 23-27 March 2009, Berlin (Germany). - P. 3029-3033.
- [189]. Xi Yang. Dual H- and E-Field Tunable Multiferroic Bandpass Filter at K_U -Band Using Partially Magnetized Spinel Ferrites / Xi Yang, Yuan Gao, Jing Wu, Shawn Beguhn, Tianxiang Nan, Ziyao Zhou, Ming Liu, and Nian X. Sun // IEEE Transactions on Magnetics. – November 2013. – Vol. 49, No. 11. – P. 5485-5488.
- [190]. Arabi E. A Planar and Tunable Bandpass Filter on a Ferrite Substrate with Integrated Windings / E. Arabi, A. Syed, A. Shamim // Proceedings of 2015 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (MTT), 17-22 May 2015, Phoenix (USA) – P. 1-3. Doi: 10.1109/MWSYM.2015.7166724
- [191]. Igarashi M. Tensor Permeability of Partially Magnetized Ferrites / Mitsuru Igarashi, Yoshiyuki Naito // IEEE Transactions on Magnetics. - 1977. - Vol. MAG-13, No. 6. - P. 1664-1668.
- [192]. Igarashi M. Parallel Component μ_z of Partially Magnetized Microwave Ferrites / Mitsuru Igarashi, Yoshiyuki Naito // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. - 1981. - Vol. MTT-29, No. 6. - P. 568-571.
- [193]. Fan Y. Experimental Study of Efficient Wireless Power Transfer System Integrating with Highly Sub-Wavelength Metamaterials / Y. Fan, L. Li, S. Yu, C. Zhu, and C. Liang // Progress in Electromagnetics Research. – August 2013. – Vol. 141. – P. 769-784.
- [194]. Park J. H. Modified Mu-Zero Resonator for Efficient Wireless Power Transfer / J. H. Park, B. C. Park, Y. H. Ryu, E. S. Park, and J. H. Lee // IET Microwave, Antennas and Propagation. – March 2014. – Vol. 8, No. 12. – P. 912–920.
- [195]. Kim H. Highly Efficient Wireless Power Transfer Using Metamaterial Slab with Zero Refractive Property / H. Kim and C. Seo // Electronics Letters. – July 2014. – Vol. 50, No. 16. – P. 1158–1160.

- [196]. Gunyoung Kim. Effects of Metamaterial Slabs Applied to Wireless Power Transfer at 13.56 MHz / Gunyoung Kim, Taek-Kyu Oh, and Bomson Lee // International Journal of Antennas and Propagation. – 2015. – Vol. 2015. – Article ID 840135.
- [197]. Bae-Ian Wu. Anisotropic Metamaterials as Antenna Substrate to Enhance Directivity / Bae-Ian Wu, Weijen Wang, Joe Pacheco, Xudong Chen, Jie Lu, Tomasz M. Grzegorzcyk, Jin Au Kong, Peter Kao, Paul A. Theophilakes, and Michael J. Hogan // Microwave and Optical Technology Letters. - 2006. - Vol. 48, Issue 4. - P.680-683.
- [198]. Khajeh Mohammad Lou R. Improvement of Characteristics of Microstrip Antenna Using of Metamaterial Superstrate / R. Khajeh Mohammad Lou, T. Aribi, and Ch. Ghobadi // Proceedings of 1st International Conference on Communication Engineering (ICComE2010), 22-24 December 2010, Zahedan (Iran). - P. 126-129.
- [199]. Boubakri A. Optimization of a Patch Antenna Performances Using a Left Handed Metamaterial / Akram Boubakri and Jamel Bel Hadj Tahar // Proceedings of 29th Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS'2011), 20-23 March 2011, Marrakesh (Morocco). - P. 419-421.
- [200]. Mahdy M. R. C. A Novel Design Algorithm and Practical Realization of Rectangular Patch Antenna Loaded With SNG Metamaterial / M. R. C. Mahdy, M. R. A. Zuboraj, A. A. N. Ovi and M. A. Matin // Progress in Electromagnetics Research M. - 2011. - Vol. 17. - P. 13-27.
- [201]. Mosallaei H. Engineered Meta-Substrate for Antenna Miniaturization / H. Mosallaei, and K. Sarabandi // Proceedings of 2004 URSI International Symposium on Electromagnetic Theory (URSI'2004), 23-27 May 2004, Pisa (Italy). - P. 191-193.
- [202]. Buell K. A Substrate for Small Patch Antennas Providing Tunable Miniaturization Factors / K. Buell, H. Mosallaei, and K. Sarabandi // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. - 2006. - Vol. 54, Issue 1. - P. 135-146.

- [203]. Eleftheriades G. V. Miniaturized Microwave Components and Antennas Using Negative-Refractive-Index Transmission-Line (NRI-TL) Metamaterials / George V. Eleftheriades, Rubaiyat Islam // *Metamaterials*. - 2007. - Vol. 1, Issue 2. - P. 53-61.
- [204]. Bilotti F. Design of Miniaturized Metamaterial Patch Antennas with μ -Negative Loading / F. Bilotti, A. Alu, L. Vegni // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. - 2008. - Vol. 56, Issue 6. - P. 1640-1647.
- [205]. Singh G. Double Negative Left-Handed Metamaterials for Miniaturization of Rectangular Microstrip Antenna / Ghanshyam Singh // *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications*. - 2010. - Vol. 2, No. 6. - P. 347-351.
- [206]. Jang H. A. Size Reduction of Patch Antenna Array Using CSRRs Loaded Ground Plane / H. A. Jang, D. O. Kim, and C. Y. Kim // *Proceeding of 31-st Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS'2012)*, 27-30 March 2012, Kuala Lumpur (Malaysia). - P. 1487-1489.
- [207]. Patel S. K. Size Reduction in Microstrip Based Meandered Radiating Structure Using Artificial Substrate / Shobhit K. Patel, Y. P. Kosta // *The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*. - 2013. - Vol. 43, No. 2. - P. 207-216.
- [208]. Maryam Rahimi. Miniaturization of Antenna for Wireless Application with Difference Metamaterial Structures / Maryam Rahimi, Ferdows B. Zarrabi, Rahele Ahmadian, Zahra Mansouri, and Asghar Keshtkar // *Progress In Electromagnetics Research*. - 2014. - Vol. 145. - P. 19–29.
- [209]. Mongia R. K. Low Profile Dielectric Resonator Antennas Using a Very High Permittivity Material / R. K. Mongia, A. Ittipiboon, and M. Cuhaci // *Electronic Letters*. - 1994. - Vol. 30, No. 17. - P. 1362–1363.
- [210]. Colburn J. S. Patch Antennas Externally Perforated High Dielectric Constant Substrates / J. S. Colburn and Y. Rahmat-Samii // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. - 1999. - Vol. 47, Issue 12. - P. 1785–1794.
- [211]. Saughar Jarchi. Proximity Effects of a Layered Periodic Structure on Miniaturization of Patch Antennas / Saughar Jarchi, Jalil Rashed-Mohassel and

- Reza Faraji-Dana // International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering. - 2013. - Vol. 23, Issue 15. - P. 549-558.
- [212]. Krupka J. Silver-Gelatine Metal-Dielectric Composites Made From Developed X-Ray Films / J. Krupka, P. Los Parka, J. G. Harnett, and K. Naguszewska // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letter. - 2011. - Vol. 10. - P. 1602-1604.
- [213]. Thirumalai S. Microwave Assisted Synthesis and Characterization of Barium Titanate Nanoparticles for Multi Layered Ceramic Capacitor Applications / Sundararajan Thirumalai, Balasivanandha Prabu Shanmugavel // Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy. - 2011. - Vol. 45, Issue 3. - P. 121-127.
- [214]. Hansen R. C. Antennas with Magneto-Dielectrics / R. C. Hansen and Mary Burke // Microwave and Optical Technology Letters. - 2000. - Vol. 26, No. 2. - P. 75-78.
- [215]. Josefsson L. Conformal Array Antenna Theory and Design / L. Josefsson, P. Persson. - John Wiley & Sons, Inc., 2006. - 472 p.
- [216]. Wheeler H. A. Transmission-Line Properties of Parallel Strips Separated by a Dielectric Sheet / H. A. Wheeler // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. - March 1965. - MTT-13. - P. 172-185.
- [217]. Pucel D. J. Microstrip propagation on magnetic substrates – Part I & II / D. J. Pucel, R. A. Masse // IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques. - 1972. - Vol. 20, Issue 5. - P. 304-313.
- [218]. Li Li. Input Impedance of Microstrip Antenna with Thick Multilayer Substrate / Li Li, Yang Yuan, Li Ronglong // Journal of Electronics. - 1990. - Vol. 7, Issue 3. - P. 200-206.
- [219]. Gharsallah A. Analysis of a Microstrip Antenna with Fractal Multilayer Substrate Using Iterative Method / A. Gharsallah, A. Mami, R. Douma, A. Gharbi and H. Baudrand // International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering. - 2011. - Vol. 11, Issue 4. - P. 212-218.

- [220]. Sharma A. Design of Single Pin Shorted Three-Dielectric-Layered Substrates Rectangular Patch Antenna for Communication Systems / A. Sharma, G. Singh // PIER Letters. - 2008. - Vol. 2, 2008. - P. 157-165.
- [221]. Kumud Ranjian Jha. Analysis and Design of Rectangular Microstrip Antenna on Two-Layer Substrate Materials at Terahertz Frequency / Kumud Ranjian Jha, G. Singh // Journal of Computational Electronics. - 2010. - Vol. 9, No. 2. - P. 68-78.
- [222]. Samir Dev Gupta. Multilayer Microstrip Antenna Quality Factor Optimization for Bandwidth Enhancement / Samir Dev Gupta, M. C. Srivastava // Journal of Engineering Science and Technology. - 2012. - Vol. 7, No. 6. - P. 756-773.
- [223]. Lovat G. Combinations of Low/High Permittivity and/or Permeability Substrates for Highly Directive Planar Metamaterial Antennas / G. Lovat, P. Burghignoli, F. Capolino, and D. R. Jackson // IET Microwave Antennas and Propagation. - 2007. - Vol. 1, Issue 1. - P. 177-183.
- [224]. Вендик О. Г. Моделирование характеристик многослойного планарного конденсатора / О. Г. Вендик, М. А. Никольский // Журнал технической физики. - 2001. - Том 71, выпуск 1. - С. 117-121.
- [225]. Vendik I. Modelling of Isotropic Double Negative Media for Microwave Applications / I. Vendik, O. Vendik, I. Kolmakov, and M. Odit // Opto-Electronics Review. - 2006. - Vol. 14, Issue 3. - P. 179-186.

ДОДАТОК А

Наукові праці, в яких опубліковані основні результати дисертації

- [1]. Zouganelis G. Two Layer Magnetodielectric Metamaterial with Enhanced Dielectric Constant as a New Ferrite Like Material / Georgios Zouganelis, Oleg Rybin // Japanese Journal of Applied Physics. – 2006. – Vol. 45, No. 44. – L.1175-1178 (внесок здобувача полягає у виготовленні резонатора, проведенні вимірювань і моделюванні ефективних параметрів).
- [2]. Rybin O. An Improved Broadband Method for the Evaluation of Effective Parameters of Slab Metamaterials / O. Rybin, T. Abbas, M. Raza, T. Nawaz // AEUE: International Journal of Electronics and Communications. – 2008. – Vol.62, No.10. – P. 762-767 (автору дисертації належить постановка задачі та отримання всіх аналітичних формул).
- [3]. Rybin O. Evaluation of Layer Properties of Effective Parameters of Metallic Rod Metamaterials in GHz Frequencies / O. Rybin, M. Raza, T. Nawaz, and T. Abbas // AEUE: International Journal of Electronics and Communications. – 2009. – Vol. 63, No. 8. – P. 648-652 (автору дисертації належить постановка задачі та отримання всіх аналітичних формул).
- [4]. Rybin O. Enhancement of Dielectric Constant in Metal-Dielectric Metamaterials / O. Rybin // The African Review of Physics. – 2009. – Vol. 3, No. 1. – P. 49-55.
- [5]. Rybin O. Microwave Effective Medium Approximation for Two-Component Metamaterial with Saturated Cylindrical Ferrite Like Metal Inclusions / O. Rybin and T. Nawaz // Telecommunications and Radio Engineering. – 2009. – Vol. 68, No. 7. – P. 567-575 (автору дисертації належить постановка задачі, отримання всіх аналітичних виразів, проведення чисельного моделювання та аналіз отриманих результатів).
- [6]. Rybin O. Enhancement of the Dielectric Constant in Magneto-Dielectric Metamaterial Substrates / O. Rybin, G. Zouganelis // Telecommunications and Radio Engineering. – 2009. – Vol. 68, No. 9. – P. 835-840 (внесок здобувача

полягає у виготовленні резонатора і метаматеріальних зразків, проведенні вимірювань і моделюванні ефективних параметрів).

[7]. Rybin O. Effective Electric and Magnetic Properties of the Infinite Chain of Circular Metallic Cylinders / O. Rybin, M. Raza // *The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*. – 2009. – Vol.31, No.2. – P. 61-66 (автору дисертації належить постановка задачі, отримання всіх аналітичних виразів, проведення чисельного моделювання та аналіз отриманих результатів).

[8]. Rybin O. Effective Electromagnetic Response of the Infinite Chain of Metallic Cylinders Immersed in Isotropic Dielectric Matrix / O. Rybin, M. Raza, S. Vyalkina // *Telecommunications and Radio Engineering*. – 2010. – Vol. 69, No. 6. – P. 473-480 (автору дисертації належить постановка задачі, отримання всіх аналітичних виразів і проведення чисельного моделювання).

[9]. Rybin O. Microwave Homogenization for Two-Component Metamaterial with Spherical Metal Ferrite Like Inclusions / O. Rybin, A. Pitafi, T. Nawaz // *Telecommunications and Radio Engineering*. – 2010. – Vol. 69, No. 7. – P. 565-573 (автору дисертації належить постановка задачі, отримання всіх аналітичних виразів, проведення чисельного моделювання та аналіз отриманих результатів).

[10]. Rybin O. Long Wave Layer-Specific Representation of the Optical Properties of Slab Metamaterials / O. Rybin, M. Raza // *The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*. – 2010. – Vol.32, No. 4. – P. 207-218 (автору дисертації належить постановка задачі, отримання всіх аналітичних виразів і проведення чисельного моделювання).

[11]. Rybin O. N. Microwave Effective Electromagnetic Response of Sandwich Like Magnetic Composite / O. N. Rybin, A. I. Pitafi, S. P. Vyalkina // *Радиофизика и электроника*. – 2011. – Том. 16, № 1. – С. 19-23 (автору дисертації належить постановка задачі, проведення чисельного моделювання, аналіз отриманих результатів).

[12]. Rybin O. Microwave Effective Medium Theory for Two-Component

Magnetic Metamaterials / O. Rybin // The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 2011. – Vol. 35, No. 2. – P. 93-101.

[13]. Rybin O. Nonresonance Effective Electromagnetic Response of Sandwich Metmaterial with Ferrite Inclusions / O. Rybin, K. Yemelyanov, and T. Nawaz // Multidiscipline Modeling in Materials and Structures. – 2011. – Vol. 7, No. 2. – P. 170-183 (автору дисертації належить постановка задачі та отримання всіх аналітичних формул).

[14]. Rybin O. N. Microwave Evaluation of Effective Electromagnetic Properties of Metal-Dielectric Metamaterial With Spherical Inclusions / O. N. Rybin, A. I. Pitafi // Telecommunications and Radio Engineering. – 2011. – Vol. 70, No. 18. – P. 1607-1615 (автору дисертації належить постановка задачі, отримання всіх аналітичних виразів, проведення чисельного моделювання та аналіз отриманих результатів).

[15]. Rybin O. Negative Permeability Frequency Conditioning for Two-Component Metamaterial Media with Ferrite Like Inclusions / O. Rybin // The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 2012. – Vol. 38, No. 1. – P. 9-15.

[16]. Rybin O. Effective Microwave Magnetic Response of Two-Component Metaferrite / O. Rybin // The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 2012. – Vol. 40, No. 3. – P. 185-193.

[17]. Rybin O. An Advanced Optimization Technique for Layer-specific Characterization of Slab Metamaterials / O. Rybin // International Journal of Modern Physics C. – 2013. – Vol. 24, No. 4. – P. 1350019-1-13.

[18]. Rybin O. Effective Permeability Tensor of Partially Magnetized Two-Component Metaferrites / O. Rybin // Modern Physics Letters B. – 2014. – Vol. 28, No. 25. – P. 1450199-1-6.

[19]. Rybin O. Unusual Microwave Effective Properties of Two-Component Metaferrites / O. Rybin // The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 2014. – Vol. 46, No. 3. – P. 519-526.

[20]. Rybin O. Microwave Miniaturization Concept for Narrow Band Rectangular

Patch Antenna Structures / O. Rybin // The International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 2015. – Vol. 48, No. 1. – P. 69-75.

[21]. Rybin O. Feedback Magnetization of Ultra-Low Index Irradiative Structure / O. Rybin, S. Shulga // Modern Physics Letters B. – 2015. – Vol. 29, No. 29. – P. 1550179-1-6 (автору дисертації належить постановка задачі виготовлення метаматеріального зразка і мікросмужкової антени, проведення вимірювань та чисельне моделювання).

[22]. Rybin O. Profile Miniaturization and Performance Improvement of a Rectangular Patch Antenna by Using Magnetic Metamaterial Substrates // O. Rybin, S. Shulga // International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering. – 2016. – Vol. 26, Issue 3. – P. 254-261 (автору дисертації належить постановка задачі, отримання всіх аналітичних виразів, чисельне моделювання).

[23]. Рыбин О. Н. Автоматизированное СВЧ проектирование миниатюризированных прямоугольных микрополосковых антенн с метаматериальными подложками / О. Н. Рыбин, С. Н. Шульга // Радиофізика і радіоастрономія. – 2016. – Том 21, № 2. – С. 141-147 (автору дисертації належить постановка задачі, отримання всіх аналітичних виразів, аналітичне та чисельне моделювання).

[24]. Rybin O. Utilization of Double Metal-Dielectric Composite Substrates for Microwave Miniaturization of Rectangular Patch Antennas / O. Rybin, S. Shulga // Journal of Computational Electronics. – 2016. – Vol. 15, No. 3. – P. 1023-1027 (автору дисертації належить постановка задачі, отримання всіх аналітичних виразів, аналітичне та чисельне моделювання).

[25]. Рыбин О. Н. Эффективные магнитные СВЧ отклики частично намагниченного двухкомпонентного метаферрита со сферическими включениями / О. Н. Рыбин, С. Н. Шульга, О. В. Багацкая // Вестник Харьковского национального университета им. В. Н. Каразина. Серия “Радиофізика и электроника”. – 2016. – Выпуск 25, С. 26-33 (автору

дисертації належить постановка задачі, отримання всіх аналітичних виразів).

[26]. Rybin O. An Advanced Microwave Effective Medium Theory for Two-Component Non-Magnetic Metamaterials: Fundamentals and Antenna Substrate Application / O. Rybin, S. Shulga // Journal of Computational Electronics. – 2017. – Vol. 16, No. 2. – P. 369-381 (автору дисертації належить постановка задачі, отримання всіх аналітичних виразів, аналітичне та чисельне моделювання).

[27]. Rybin O. Magnetically Tuned Two-Component Microwave Metamaterial / O. Rybin, S. Shulga // PIER M. – 2017. – Vol. 56. – P. 63-70 (автору дисертації належить постановка задачі, отримання всіх аналітичних виразів, аналітичне та чисельне моделювання).

ДОДАТОК Б

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації

- [1]. Zouganelis G. Study of Ultra Low Index ($0 < \varepsilon < 1$) Metamaterial Using a Patch Antenna / G. Zouganelis, F. Soma, O. Rybin, H. Ohsato // Proceedings of The 1st Asia-Oceania Ceramic Federation Conference (AOCF'2005) Convened in Conjunction with The 18th Fall Meeting of The Ceramic Society of Japan, 27-27 September 2005, Osaka (Japan). – Vol. 18. –P. 1PD41.148.
- [2]. Zouganelis G. Study of Enhancement of Internal Magnetic Constants of Metamaterials Made From Layers of Magnetic Wires / G. Zouganelis, O. Rybin, H. Ogawa, H.Ohsato // Proceedings of The 1st Asia-Oceania Ceramic Federation Conference (AOCF'05) Convened in Conjunction with The 18th Fall Meeting of The Ceramic Society of Japan, 27-27 September 2005, Osaka (Japan). – Vol. 18. – P. 1PD42.148.
- [3]. Rybin. O. An Imroved Broaband Method to Evaluate Effective Parameters of Slab Metamaterials in the Microwave Frequency Range // O. Rybin, M. Raza, T. Nawaz, and T. Abbas // Proceedings of 10th International Symposium on Advanced Materials (ISAM'2007), 3-7 September 2007, Islamabad (Pakistan). - P. 57-62.
- [4]. Rybin O. Unusual Properties of Two-Component Metamaterial Medium with Metal Ferrite Like Inclusions in the Microwave Frequency Range / Rybin, T. Nawaz, A. Pitafi // Proceedings of 7th International Kharkov Symposium On Physics and Engineering of Microwave, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'2010), 21-26 June 2010, Kharkov (Ukraine). – P. 1-3. Doi: 10.1109/MSMW.2010.5546198
- [5]. Rybin O. Long Wave Layer-Specific Representation of Metamaterial Slabs in Microwave Frequency Range / O. Rybin, M. Raza // Proceedings of 13th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET'2010), 6-8 September 2012, Kiev (Ukraine). – P. 1-4. Doi: 10.1109/MMET.2010.5611364

- [6]. Rybin O. Alternative Long Wave Layer-Specific Characterization of Slab Metamaterials / O. Rybin // Proceedings of 14th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET'2012), 28-30 August 2012, Kharkov (Ukraine). – P. 378-381. Doi: 10.1109/MMET.2012.6331198
- [7]. Rybin O. Microwave Effective Permeability Tensor of Partially Magnetized Two-Component Lossless Ferrite-Like Metamaterials / O. Rybin, L. Girinova // Proceedings of 8th International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwave, Millimeter and Submillimeter Waves, 23-28 June 2013, Kharkov (Ukraine). – P. 127-129. Doi: 10.1109/MSMW.2013.6622188
- [8]. Rybin O. Substrate Application of Electrically Enhanced Microwave Metamaterials / O. Rybin, S. Wang/ Proceedings of 15th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET'2014), 26-28 August 2014, Dnepropetrovsk (Ukraine). – P. 202-204. Doi: 10.1109/MMET.2014.6928697
- [9]. Rybin O. Substrate Application of Magnetic Metamaterial / O. Rybin, S. Shulga // Proceeding of 10th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT'2015), 21-24 April 2015, Kharkov (Ukraine). – P. 345-347. Doi: 10.1109/ICATT.2015.7136879
- [10]. Rybin O. Theorem of Two-Layer Magnetic Composite for Antenna Substrate Application / O. Rybin, S. Shulga // Proceedings of 9th International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwave, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'2016), 21-24 June 2016, Kharkov (Ukraine). – P. 1-3. Doi: 10.1109/MSMW.2016.7538125
- [11]. Rybin O. RLC-Circuit Effective Medium Approach for Two-Component Non-Magnetic Metamaterials / O. Rybin, S. Shulga // Proceedings of IEEE 1st Ukrainian Conference on Electrical and Computer Engineering (UKRCON'2017), May 29-June 2, 2017, Kyiv (Ukraine). – P. 127-131. Doi: 10.1109/UKRCON.2017.8100422